ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 12, 1. HEFT
MIT 35 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 29. SEPTEMBER 1960)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1960

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

Serie A, Band 12 **Inhaltsverzeichnis** Heft 1

Seite

Starr, V. P. Questions Concerning the Energy of Stratospheric Motions 1

Pichler, H. Zeitliche und räumliche Mittelbildungen bei Rossby-Wellen. (Mit 3 Textabbildungen) 8

Huber-Pock, F. Ein weiterer Beitrag zur Vereinfachung der graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung. (Mit 1 Textabbildung) 17

Drimmel, J. und **H. Reuter.** Der Exponent n in Suttons Ansatz für die Lagrangesche Korrelationsfunktion. (Mit 1 Textabbildung) 24

Cehak, K. Die Verwendung von orthogonalen Polynomen in der Meteorologie, 1. Mitteilung. (Mit 4 Textabbildungen) 40

Malkowski, G. Ergebnisse einer sechsjährigen Frontenstatistik der Nordhalbkugel. (Mit 2 Textabbildungen) 62

Reiter, R. Das luftelektrische Erscheinungsbild des Südföhns in den Nordalpen nach synoptisch-klimatologischen Untersuchungen im Wettersteingebirge 1955 bis 1959. (Mit 23 Textabbildungen) 72

Trappenberg, R. Bemerkungen zur Frage der Sicht in Wolken. (Mit 1 Textabbildung) 125

Buchbesprechungen 134

Atmospheric Diffusion and Air Pollution. Herausgegeben von F. N. Frenkiel und P. A. Sheppard (Advances in Geophysics: Vol. 6). (F. Steinhauser). — Physics of Precipitation. Herausgegeben von H. Weickmann (Geophysical Monograph, No. 5) (F. Steinhauser). — Hess, S. L., Introduction to Theoretical Meteorology (F. Steinhauser). — Priestley, C. H. B., Turbulent Transfer in the Lower Atmosphere (F. Steinhauser). — Vassy, E., Physique de l'atmosphère. Tome II (F. Steinhauser). — Batchelor, G. K., The Theory of Homogeneous Turbulence (F. Steinhauser). — Taylor, G. I., Scientific Papers. Herausgegeben von G. K. Batchelor. Vol. 2 (F. Steinhauser). — Gutenberg, B., Physics of the Earth's Interior (International Geophysics Series Vol. 1) (F. Steinhauser). — Haalck, H., Physik des Erdinneren. 2. Aufl. (F. Steinhauser). — Wegener, Else, Alfred Wegener (F. Steinhauser). — Scherhag, R., Über die Luftdruck-, Temperatur- und Windschwankungen in der Stratosphäre (Akademie der Wissenschaften und der Literatur in Mainz, Abhandlungen der mathematisch-naturwissenschaftlichen Klasse, Jg. 1959, Nr. 15) (F. Steinhauser). — The UNESCO/WMO Seminar on Mediterranean Synoptic Meteorology, Rom 1958. Herausgegeben von W. Bleeker, (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band IX, Heft 1) (H. Reuter). — Kuhlbrodt, E., Die Höhenwinde über dem tropischen und südlichen Atlantischen Ozean (Wissenschaftliche Ergebnisse der deutschen atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor" 1925 bis 1927, Band XVI, 1. Teil, 3. Lieferung, Abschnitt C) (F. Steinhauser). — Behr, K., I. Jacobs, K. Petzoldt, R. Scherhag und G. Warnecke, Tägliche Höhenkarten der 50 mbar-Fläche für das Internationale Geophysikalische Jahr 1958. Teil I: 1. Vierteljahr, Teil II: 2. Vierteljahr (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band XII, Heft 1 und 2) (F. Steinhauser). — Behr, K., I. Jacobs, K. Petzoldt, R. Scherhag und G. Warnecke, Tägliche Höhenkarten der 25 mbar-Fläche für das Internationale Geophysikalische Jahr 1958. Teil II: 2. Vierteljahr (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band X, Heft 2) (F. Steinhauser). — Behr, K., R. Scherhag und G. Warnecke, Tägliche Höhenkarten der 10 mbar-Fläche für das Internationale Geophysikalische Jahr 1958. Teil I: 1. Vierteljahr, Teil II: 2. Vierteljahr (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band XIII, Heft 1 und 2) (F. Steinhauser). — Borchardt, H., Physikalisch-technische Grundlagen der meteorologischen Anwendung von Radar nach Erfahrungen mit der Wetter-

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.511.3:551.510.53

(Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass., U.S.A.)

Questions Concerning the Energy of Stratospheric Motions[1]

By

V. P. Starr

Summary. In this article the theoretical conclusion is reached that the vertical transport of kinetic energy in the atmosphere from one horizontal layer to another is effected solely by an area integral over the internal boundary, of the kinetic energy per unit volume multiplied by the vertical velocity. Speculations are made as to whether the kinetic energy in stratospheric levels is maintained against friction through such a vertical transport from other levels, or whether the needed supply is derived from convective sources *in situ*.

Zusammenfassung. Auf Grund theoretischer Überlegungen wird der Schluß gezogen, daß der Vertikaltransport kinetischer Energie in der Atmosphäre von einer horizontalen Schicht zu einer anderen einzig durch ein Flächenintegral über die Grenzfläche bestimmt wird, dessen Integrand das Produkt aus kinetischer Energie pro Volumeinheit und der Vertikalgeschwindigkeit ist. Es werden Überlegungen angestellt, ob die kinetische Energie in Stratosphärenschichten gegenüber der Reibung durch einen solchen Vertikaltransport aufrechterhalten werden kann oder ob der benötigte Nachschub von konvektiven Quellen in der Schicht selbst stammt.

Résumé. Se fondant sur des considérations théoriques, l'auteur arrive à la conclusion que le transport vertical d'énergie cinétique dans l'atmosphère, d'une couche horizontale à une autre, est uniquement déterminée par une intégrale de surface étendue à la surface limite et dont l'intégrande est égale au produit de l'énergie cinétique par unité de volume par la vitesse verticale. Il discute la question de savoir si l'énergie cinétique d'une couche stratosphérique, en raison du frottement, est maintenue par un tel transport vertical ou si l'énergie d'entretien provient de sources convectives de la couche elle-même.

[1] The research reported in this paper has been made possible through the support of the Geophysics Research Directorate of the U. S. Air Force under contract AF 19(604)-5223.

1. Introduction

Meteorologists, when writing about the phenomena of the stratosphere are often wont to speculate concerning such things as the energy sources for the motions in the higher regions of the atmosphere. These ponderings are usually, and perhaps understandably, rather vague and diffuse—what with the lack of proper observational information and of a suitable theoretical framework within which observations might give expression to significant over-all physical facts. But more and more soundings reaching high altitudes are now being made on a routine basis, and it seems to me that the formulation of precise questions, grounded in the most reliable principles of physics, is the primary business of the research worker in this field who wishes eventually to secure some degree of rational understanding. The principles of physics might be such statements as those of the conservation of mass, of momentum and of energy, etc. The problem requiring resourcefulness is to formulate them in such a fashion as to make possible the observational study of the manner of their fulfilment, and to arrive thereby at some nontrivial physical conclusions pertaining to the real atmosphere. The eventual accumulation of such deductions should then lead, ideally at least, to the synthesis of quantitative models of various types (see, e. g., STARR [2]). What follows is an attempt to take one simple step along such a road.

2. Physical and Mathematical Considerations

We shall begin by considering the entire atmosphere as being divided into two horizontal layers by a closed constant level surface located at some appropriate fixed geodynamic height above sea level. Assuming that this constant elevation is plausibly chosen, we may for the purpose of our discussion name the entire upper region the "stratosphere," and the lower one the "troposphere." We realize, of course, that certain liberties are thus taken with standard terminology, although it may later prove that something less drastic is also amenable to precise treatment.

A number of years ago the writer had occasion to discuss the mechanical energy equation for the horizontal components of motion in the atmosphere (STARR [1]). Let us write this equation for the stratosphere in the form

$$\frac{d}{dt}\int \rho \frac{u^2+v^2}{2}\, d\tau = \int \rho \frac{u^2+v^2}{2}\, V_n\, ds + \int p \operatorname{div} \vec{V}_h\, d\tau - D \qquad (1)$$

Here u, v are the eastward and northward components of particle velocity, ρ is density, p pressure, t time, $d\tau$ a volume element, ds an element of surface of the volume taken, V_n the inward normal component of particle velocity across the boundary surface, $\vec{V}_h$ is the horizontal wind vector and D is the total rate of frictional dissipation of kinetic energy in the volume. The genesis of eq. (1) from the equations of motion for the horizontal directions and the general continuity equation is rather obvious

and will not be repeated here. It contains the statement for our problem that the amount of kinetic energy of horizontal motions in the stratosphere may change (left-hand side) as a result of advection of such energy across the boundaries of the stratosphere (first term on right), or as a result of sources of kinetic energy in the volume of the stratosphere (second term), or as a result of work done against friction (third term).

In the long term average the total kinetic energy in the stratosphere neither increases nor decreases, except for possible minute effects which reflect a changing climatic regime. On the other hand the dissipation must continuously be degrading the energy of stratospheric motions. Hence if A denotes the advection of kinetic energy into the stratosphere and S denotes the source term we may write that for the long term mean

$$D = A + S \tag{2}$$

that is, *the dissipation must be made good either by an advection effect or by a generation of kinetic energy in situ.* Our entire conception of the operation of the stratospheric circulation depends crucially upon the elucidation of how this equation or some equivalent of it is satisfied in actuality.

Let us examine first the advective effect A for the stratosphere. The upper surface may be eliminated because only negligible amounts of kinetic energy are exchanged with outer space (meteors and the like). This leaves only the horizontal internal boundary to be reckoned with. It follows therefore that A may be written as follows,

$$A = \int \frac{u^2 + v^2}{2} \rho w \, d\sigma \tag{3}$$

where $d\sigma$ is an element of area of the internal boundary and w is the upward component of particle velocity. In the average we may, with a high degree of precision, write that

$$\int \rho w \, d\sigma = 0 \tag{4}$$

from continuity considerations. Comparison of (4) with (3) now leads us to the purely mathematical conclusion that if A is to be non-zero, then there must exist a correlation between $(u^2 + v^2)/2$ on the one hand and ρw on the other. Thus if A were to be positive, ρw would have to be positive by and large over those regions where $(u^2 + v^2)/2$ is relatively large.

It is to be specifically stressed at this point that, due to the physical circumstances at *any* constant level in the atmosphere, the exchange of kinetic energy in the vertical takes place through the simple action specified by eq. (3), without any other significant *transport* mechanism.

The second term on the right side of eq. (1) which was designated as S in eq. (2) has been discussed previously by the writer in the reference given and also in other connections. It is a volume integral which may be written with sufficient accuracy for our problem in the form

$$S = \int [\int p \operatorname{div} V_h \, d\sigma] \, dz \tag{5}$$

in which $d\sigma$ is again an element of horizontal area and dz is an element of vertical distance. Since we know that

$$\int \operatorname{div} V_h \, d\sigma \equiv 0 \tag{6}$$

we may reason about the eqs. (5) and (6) in the same manner as we did in regard to (3) and (4). We see that in order for S to have a non-zero value the pressure and the divergence should, at least at some level be correlated in a spacewise sense.

In our problem the value of the expression (5) for S is difficult to estimate from general information or from data, unless perhaps its form is first changed in order to eliminate the necessity of measuring the horizontal divergence. Let us try to do this. We may first write that

$$\int p \operatorname{div} \vec{V}_h \, d\sigma = -\int V_h \cdot \Delta_h p \, d\sigma \tag{7}$$

since the terms formally representing the difference between these expressions integrate to zero for our region. We now define

$$\omega \equiv \frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{V}_h \cdot \nabla_h p + w \frac{\partial p}{\partial z} \tag{8}$$

whereupon it is seen that

$$S = -\int \omega \, d\tau + \frac{d}{dt} \int p \, d\tau + \int w \frac{\partial p}{\partial z} \, d\tau. \tag{9}$$

The second integral on the right vanishes since the long term average of the pressure is nearly constant. So also does the third integral which, on hydrostatic principles, is nothing more than the rate of change of the total potential energy of the air in the region (or essentially its total vertical momentum multiplied by the acceleration of gravity).

Only the first term now remains. By use of the thermodynamic coordinate p in the place of the geometrical vertical coordinate z, hydrostatically, we have

$$S = -\int \omega \, d\tau = -\int_0^{p_0} \int \omega \alpha \, d\sigma \, dp. \tag{10}$$

In (10) α is the specific volume, p_0 is the pressure at the internal boundary and $d\sigma$ here again stands for an element of horizontal area but now following a given pressure surface. The last term is the same quantity as has been used, for example, by WHITE and SALTZMAN [5] to measure the generation of kinetic energy in the troposphere.

For a given closed isobaric surface in the stratosphere it may be shown that

$$\int \omega \, d\sigma = 0. \tag{11}$$

This follows directly through an integration of the continuity equation in the form

$$\frac{\partial w}{\partial p} + \nabla \cdot \underset{\rightarrow}{V_h} = 0 \tag{12}$$

where the divergence of the wind is measured along an isobaric surface. From considerations which have recurred previously in this discussion, a comparison of the inner integral of the last term in (10) with eq. (11) shows that a given closed isobaric surface in the stratosphere can make a non-zero contribution to S, if and only if there exists a spacewise correlation of ω and α over the area of the isobaric surface. The fact that a few isobaric surfaces are not closed, but intersect the base of the stratosphere probably does not interfere much with this mode of thinking about the significance of the $\omega\,\alpha$ integral.

We observe that a correlation of α with ω as here discussed is a convenient means for the specification of a basic convective process. Thus if the negative values of ω are predominantly associated with large values of α, there exists a positive generation of kinetic energy. This presumably would signify a preponderance of rising motions of warmer air and a corresponding sinking of equal masses of colder air. It appears that for this form of S there is present some chance of a successful observational assessment of the energy producing action in the stratosphere.

3. Discussion of Conditions in the Real Atmosphere

I must confess that at least at present adequate stratospheric measurements of either A or of S are not at my disposal. Some small beginnings in this direction are, however, being made. WHITE and NOLAN [4] have been interested in measuring S, while certain other workers have, at my suggestion, become interested in appraising the observational possibilities of measuring A.

In a general sense the classical view has been that at least the lower stratosphere is a passive region wherein any tendency toward direct convective action is suppressed by the large hydrostatic stability present. If this is a dominant characteristic, then S should be zero or negative making the portion of the atmosphere above, let us say, 16 km a region of forced motion *on the average*. Such a view is strengthened by the circumstance that there exists a countergradient northward flow of heat at these levels (see, e. g., WHITE [4]).

If the notion of an inert, passive stratosphere corresponds to real fact, then we are at once brought to the concept that the continuance of motions in that region is to be explained by a vertical transport from other convectively more active layers above or below, through the action of a process represented by an integral like A. In that case although it cannot be gainsaid that still higher layers might contain sources of kinetic energy which could be transported downward, still the first consideration might be given to the hypothesis that the needed supply originates in the troposphere and is fed upward across levels such as 16 km or thereabouts.

4. Some General Comments

Due to the pivotal nature of the matters dealt with in the preceding discussions, several additional sidelights are not without justification. The following ones present themselves to the writer.

(a) Although our data still leave much to be desired, the time is coming shortly, if indeed it is not already here, when the evaluation of processes such as those dealt with in this paper should be given a high priority in meteorological research endeavors. Even though finally conclusive results may not appear immediately from such efforts, the partial insights gained would still be of no small importance, and should encourage thinking of an adequate scope and suitable perspective. We have seen somewhat comparable sequences of events during the past decade or two concerning other matters pertaining to the mechanics of the general circulation.

(b) In the manipulations the frictional term D is simply the work done by the fluid against frictional stresses arising from the viscosity of the fluid. No particular mathematical form for this action is assumed here, nor is any assumption made concerning the disposal of the energy involved—it may either remain in the fluid in the form of heat, potential energy etc., or it may be communicated to contiguous fluid masses by the frictional action itself. An example of the latter effect is the frictional transmission of kinetic energy from the lower atmosphere to the oceans which therefore *gain* energy thereby. This can of course happen only because the sea surface moves in response to the surface stresses which can therefore perform work upon the water.

It is an open question whether a similar action might not take place at the top of the troposphere, so that the stratosphere is dragged around by friction in the same manner as the oceans. Much here depends on what we might conceive as comprizing friction. If we limit the term to mean only molecular viscosity, then the drag due to it is no doubt much too small to cause concern and all other actions would be included in A. More usually meteorologists include as friction all rather small scale eddy effects such as those found in the so-called friction layer near the ground. With such a convention the frictional drag across levels such as 16 km would probably still be quite small, on the average. Any action from eddies of appreciable size would again be included in A.

The interpretation of the entire quantity A as a sort of gross friction is not very helpful, if for no other reason simply because we do not know even the sign of the viscosity coefficient which would be involved. Besides, we desire to know the details of the vertical velocity distribution and of its correlation with the kinetic energy.

(c) The primary convective actions in the troposphere take place at appreciable elevations above the earth's surface. In any event they do not take place in their entirety within the confines of the friction layer. Yet it is true that a disproportionately large fraction of the total dissipation of kinetic energy does take place in this bottom layer. It there-

fore follows that an integral of the form A acting across moderate elevations within and above the friction layer must represent an extremely important link in the total workings of the general circulation. The advisability of the detailed study of this anticipated phenomenon is manifest. Plans are being made currently to investigate it from data.

(d) It may be noted that the material treated is primarily of a mechanical nature. No equation of state has been used, and hence the conclusions are not dependent upon any such particular equation for the atmosphere which be assumed.

(e) Eq. (1) requires no assumption in regard to the presence or absence of hydrostatic balance, although the further manipulations of S do depend upon this condition being present. Likewise the validity of eq. (1) is in no way contingent upon the smallness of the vertical velocities in the atmosphere, although this latter is generally the case.

(f) As was stated in the discussion of 1948 by the writer, transports of kinetic energy horizontally across, let us say, vertical boundaries within the atmosphere may be effected through the work done by pressure forces in virtue of normal velocity components. Such a term arises in addition to the advective term in such a case.

Such a pressure-work term is absent in our equations for the transport of kinetic energy across horizontal surfaces. A pertinent consideration in this connection is that in our present case the pressure-work term would be capable of transferring kinetic energy of vertical motion only. Even for this certain departures from hydrostatic balance would enter. This explains its absence from our discussions in this paper which deals with the kinetic energy of horizontal motions only.

(g) It must be realized, however, that when the foregoing analysis is performed in pressure coordinates instead of geometric ones, the simplicity and directness of the results are to some degree lost. Thus an additional boundary term involving the product ω and the geopotential appears. In view of this fact one may question the adequacy of the approximation made when a constant pressure surface is arbitrarily substituted for the constant level bottom boundary.

References

1. Starr, V. P.: On the Production of Kinetic Energy in the Atmosphere. J. Met. **5**, 193—196 (1948).
2. Starr, V. P.: What Constitutes our New Outlook on the General Circulation? J. Met. Soc. Japan **36**, 167—173 (1958).
3. White, R. M.: The Counter-gradient Heat Flux in the Stratosphere. Tellus **6**, 177—179 (1954).
4. White, R. M., and G. F. Nolan: Unpublished manuscript.
5. White, R. M., and B. Saltzmann: On Conversions between Potential and Kinetic Energy in the Atmosphere. Tellus **8**, 357—363 (1956).

551.511.3:551.509.317

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien)

Zeitliche und räumliche Mittelbildungen bei Rossby-Wellen

Von

Helmut Pichler

Mit 3 Textabbildungen

Zusammenfassung. In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen über räumliche und zeitliche Mittelbildungen bei Rossby-Wellen angestellt. Ausgangspunkt der Betrachtungen ist die von H. REUTER gefundene hohe Korrelation zwischen den räumlichen und zeitlichen Mittelwerten in einem Geopotentialfeld. In übersichtlichen Diagrammen werden die Bedingungen dargestellt, unter welchen die oben erwähnte Beziehung bei Rossby-Wellen erfüllt ist. Hierbei hat sich ergeben, daß die Länge der Gitterdistanz d bei der räumlichen Mittelbildung entscheidend von der Phasengeschwindigkeit der Rossby-Wellen abhängt. Gleichzeitig konnte gezeigt werden, daß die erwähnten Diagramme eine wertvolle Hilfe für die Konstruktion von Vorhersagekarten (Mittelkarten) darstellen. Für ein nichtstationäres planetarisches Wellensystem ist es möglich, zum Prognosentermin mittels der zonalen Windkomponente die für die räumliche Mittelung erforderliche Gitterdistanz anzugeben.

Summary. The investigation is based upon a relation found by H. REUTER which correlates space and time means in a geopotential field. Conditions for the validity of the mentioned relation in the case of ROSSBY waves are presented in diagrams. Therein, the magnitude of the grid distance by which space means were calculated renders to depend essentially on the phase velocity of ROSSBY waves. It can be demonstrated that the diagrams are of considerable value for the construction of prognostic charts, In the case of a nonstationary planetary wave system it is possible to decide, by means of the zonal wind component, which grid distance has to be used for calculating the space means.

Résumé. Recherches sur les moyennes spatiales et temporelles des ondes de ROSSBY dont REUTER a montré la relation d'égalité dans un champ de géopotentiel. Des diagrammes représentent les conditions de cette égalité. Il s'est avéré que les dimensions du carrelage pour le calcul des moyennes spatiales

dépendent de la vitesse de phase des ondes de ROSSBY. On a pu montrer en outre que les diagrammes susmentionnés constituent une aide précieuse pour la construction des cartes moyennes de prévision. Pour un système d'ondes planétaires non-stationnaires, il est possible d'indiquer les dimensions du carrelage nécessaire au calcul des moyennes spatiales.

In einer statistischen Untersuchung konnte H. REUTER [1] nachweisen, daß eine hohe Korrelation zwischen dem zeitlichen und räumlichen Mittelwert eines Geopotentialfeldes besteht. Wir können daher mit großer Genauigkeit

$$-1\widehat{H}_{+1} = \overline{H}_0 \tag{1}$$

setzen. H bedeutet hier das Geopotential und

$$-1\widehat{H}_{+1} = \frac{1}{3}(H_{-1} + H_0 + H_{+1}) \tag{2}$$

das zeitliche Mittel, wobei die Indices -1, 0, $+1$ die einzelnen Termine angeben.

$$H_0 = \frac{1}{4}[H_0(x+d, y) + H_0(x-d, y) + H_0(x, y+d) + H_0(x, y-d)] \tag{3}$$

ist das räumliche Mittel zum Termin $t = t_0$; d ist die Gitterdistanz. Die positive x-Richtung weist nach Osten und die positive y-Richtung nach Norden.

H. PICHLER [2] hat nun versucht, die Relation $-1\widehat{H}_{+1} = H_0$ an Hand einer barotropen Modellvorstellung der Atmosphäre näher zu betrachten. Für diese Untersuchungen wurde die divergenzfreie barotrope Vorticitygleichung

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathfrak{v} \cdot \nabla \eta = 0 \tag{4}$$

herangezogen. η bedeutet die absolute Vorticity und $\mathfrak{v}$ ist der horizontale Geschwindigkeitsvektor mit den Komponenten u und v.

Nach Einführung der Stromfunktion ψ kommt man auf die bekannte nichtlineare partielle Differentialgleichung 3. Ordnung in ψ:

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi + J(\psi, \nabla^2\psi) + \beta\frac{\partial \psi}{\partial x} = 0. \tag{5}$$

Mit der Lösungsbedingung

$$\frac{c_1}{\lambda} + \frac{c_2}{\omega} = \frac{U}{\lambda} - \frac{\beta}{\lambda(k_1^2 + k_2^2)} \tag{6}$$

ist

$$\psi = -Uy + \psi_k e^{2\pi i\left(\frac{x}{\lambda} + \frac{y}{\omega} - \frac{c_1 t}{\lambda} - \frac{c_2 t}{\omega}\right)} \tag{7}$$

ein partikuläres Integral der Differentialgleichung (5). In den Gln. (5), (6) und (7) bezeichnen $J(a, b)$ den Jakobi-Operator und β die Änderung des Coriolisparameters f in der y-Richtung. Dabei wird β zur Ableitung von Gl. (5) und Gl. (6) als konstant vorausgesetzt. U (= const) sei eine zonale Grundströmung. Dieser Grundströmung ist eine Wellenstörung überlagert mit der Amplitude ψ_k (= const) und den Wellenlängen λ in x-Richtung und ω in y-Richtung. Die dazugehörigen Phasengeschwindigkeiten sind c_1 und c_2. Ferner bedeuten $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda}$ und $k_2 = \frac{2\pi}{\omega}$.

Führt man die Untersuchungen über räumliche und zeitliche Mittelbildungen nicht im Geopotentialfeld selbst, sondern im dazugehörigen Feld der Stromfunktion ψ aus (was in erster Näherung erlaubt ist, siehe [2]), so gelangt man für

$$\psi_0 = {}_{-1}\hat{\psi}_{+1} \tag{8}$$

zu folgender Bedingungsgleichung:

$$\cos \pi d \left(\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\omega}\right) \cos \pi d \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\omega}\right) = \frac{1}{3}\left[1 + 2\cos 2\pi \Delta t \left(\frac{c_1}{\lambda} + \frac{c_2}{\omega}\right)\right] \tag{9}$$

Δt stellt hierbei den Zeitraum zwischen den Terminen — 1 und 0 bzw. 0 und + 1 dar.

Für $\omega = \infty$ geht Gl. (6) über in

$$c_1' = U - \frac{\beta \lambda^2}{4\pi^2}. \tag{6'}$$

Somit erhalten wir die Phasengeschwindigkeit ($= c_1'$) für Rossby-Wellen.

Ferner schreibt sich Gl. (9) zu:

$$3\cos^2 \frac{\pi d}{\lambda} - 1 - 2\cos \frac{2\pi \Delta t}{\lambda} c_1' = 0. \tag{9'}$$

Die Bedingungsgleichungen (6') und (9') sollen nun die Grundlagen für die folgende Diskussion bilden. Mit Hilfe dieser beiden Gleichungen wollen wir nun versuchen, die Natur der räumlichen und zeitlichen Mittelbildung im Fall von Rossby-Wellen zu betrachten.

a) Stationäre Rossby-Wellen

Für stationäre Wellen ($c_1' = 0$) mit den Wellenlängen λ_s folgt aus Gl. (9')

$$\frac{\pi d}{\lambda_s} = 0. \tag{10}$$

Für $\lambda_s =$ endl. Wert ist daher die Gitterdistanz $d = 0$; d. h. das zeitliche Mittel ist in diesem Fall gleich dem Zentralwert. Im stationären Fall hat daher die Beziehung ${}_{-1}\hat{\psi}_{+1} = \psi_0$ keine Gültigkeit.

b) Nichtstationäre Rossby-Wellen

Es soll nun untersucht werden, unter welchen physikalischen Bedingungen bei nichtstationären Rossby-Wellen der räumliche Mittelwert gleich dem zeitlichen Mittelwert zu setzen ist. Wir wollen für diese Betrachtung zwei Zeitintervalle Δt (= 24 Stunden bzw. 48 Stunden) herausgreifen.

1. $\Delta t = 24$ *Stunden:*

Wählt man für die Gitterdistanz $d = 333$ km, so erhält man nach Gl. (9′) für c_1' unter Variation der Wellenlängen von 2000 km bis 8000 km folgende Werte:

3,32 m/sec $\leqq c_1' \leqq$ 3,41 m/sec
2000 km $\leqq \lambda \leqq$ 8000 km.

Für eine Gitterdistanz $d = 666$ km erhält man:

6,28 m/sec $\leqq c_1' \leqq$ 6,68 m/sec
2000 km $\leqq \lambda \leqq$ 8000 km.

Für eine Gitterdistanz $d = 1000$ km resultiert:

9,42 m/sec $\leqq c_1' \leqq$ 10,91 m/sec
3000 km $\leqq \lambda \leqq$ 8000 km.

Für $\lambda = 2000$ km folgt $c'_1 = 7{,}75$ m/sec.

Wählt man für die Gitterdistanz $d = 1333$ km, so erhält man:

11,28 m/sec $\leqq c_1' \leqq$ 13,26 m/sec
3000 km $\leqq \lambda \leqq$ 8000 km.

2. $\Delta t = 48$ *Stunden:*

Wird in Gl. (9′) mit einem Zeitintervall von 48 Stunden gerechnet, so gelangt man für die einzelnen Gitterdistanzen zu folgenden Werten:

Für $d = 333$ km:

1,66 m/sec $\leqq c_1' \leqq$ 1,71 m/sec
2000 km $\leqq \lambda \leqq$ 8000 km.

Für $d = 666$ km:

3,14 m/sec $\leqq c_1' \leqq$ 3,34 m/sec
2000 km $\leqq \lambda \leqq$ 8000 km.

Für $d = 1000$ km:

4,71 m/sec $\leqq c_1' \leqq$ 5,46 m/sec
3000 km $\leqq \lambda \leqq$ 8000 km.

Für $\lambda = 2000$ km, folgt $c_1' = 3{,}88$ m/sec.

Für $d = 1333$ km:

5,64 m/sec $\leqq c_1' \leqq$ 6,63 m/sec
3000 km $\leqq \lambda \leqq$ 8000 km.

Aus diesen mittels Gl. (9′) berechneten Daten lassen sich für nichtstationäre planetarische Wellen für das Zustandekommen der Relation: räumliches Mittel = zeitliches Mittel folgende Bedingungen angeben:

1. Bei der Wahl der Gitterdistanz d zur räumlichen Mittelbildung ist die Phasengeschwindigkeit der Rossby-Wellen zu berücksichtigen, da die Gitterdistanz d entscheidend von der Geschwindigkeit c_1' abhängt.

2. Bei einer bestimmten Gitterdistanz d und bei einem fixem Zeitintervall Δt muß für das gesamte Wellenlängenspektrum (2000 km $\leqq \lambda$

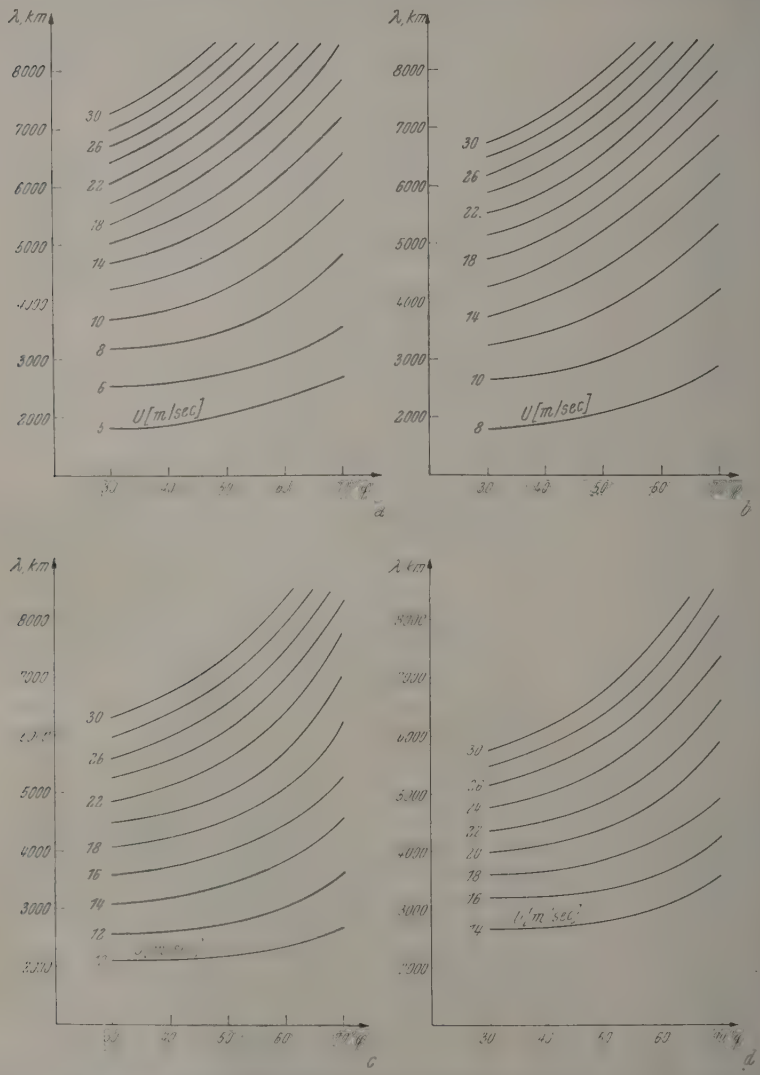


Abb. 1. Diagramm zur Bestimmung der Bedingungen für ${}_1\tilde{\psi}_{\cdot 1} = \psi_0$ für $\Delta t =$ 24 Stunden und
a) $d = 333$ km, b) $d = 666$ km, c) $d = 1000$ km, d) $d = 1333$ km.
φ = geographische Breite, λ = Wellenlänge (km),
U = zonaler Grundstrom in Einheiten m/sec

$\leq$ 8000 km bzw. 3000 km $\leq \lambda \leq$ 8000 km) die Phasengeschwindigkeit c_1' nahezu konstant bleiben.

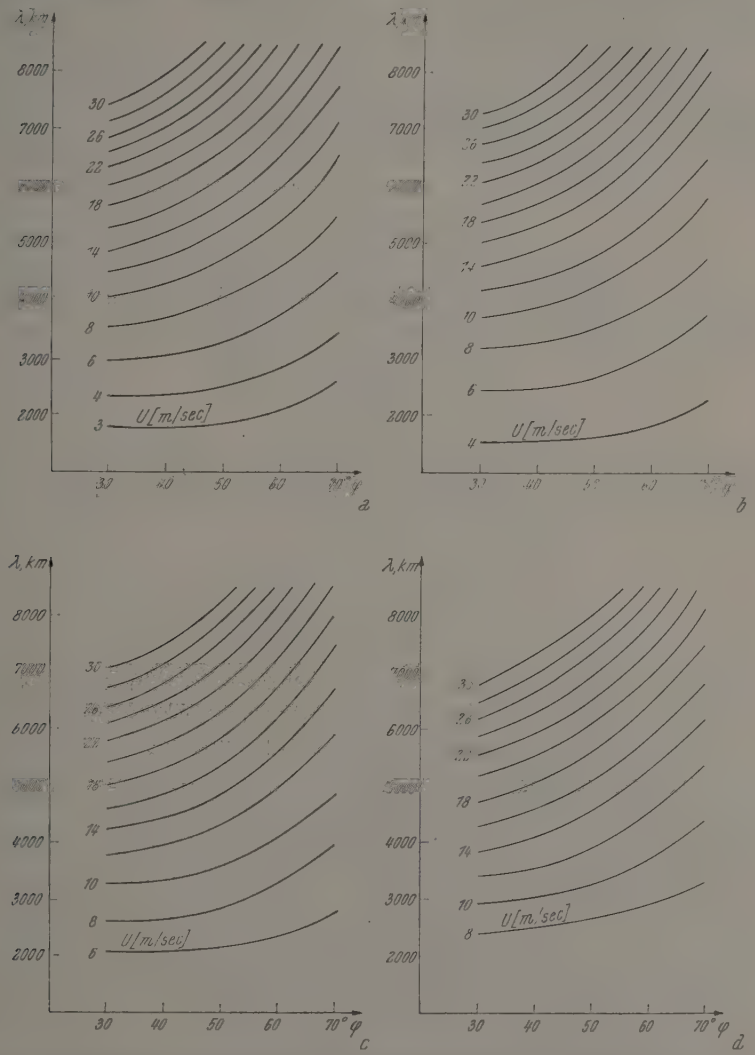


Abb. 2. Diagramm zur Bestimmung der Bedingungen für $_{-1}\hat{\psi}_{+1} = \psi_0$ für $\Delta t =$ 48 Stunden und
a) $d = 333$ km, b) $d = 666$ km, c) $d = 1000$ km, d) $d = 1333$ km.
φ = geographische Breite, λ = Wellenlänge (km),
U = zonaler Grundstrom in Einheiten m/sec

Dieses Ergebnis steht natürlich nicht im Widerspruch zur Erfahrung, die besagt, daß lange Wellen kleinere, kurze Wellen eine größere Phasengeschwindigkeit besitzen. Es besagt lediglich, welche Bedingungen zur Erfüllung der Relation $_{-1}\widehat{\psi}_{+1} = \psi_0$ für Rossby-Wellen gelten müssen, falls sie eine bestimmte Geschwindigkeit besitzen.

Es ist nun auch von Vorteil, die Abhängigkeit der Gitterdistanz d nicht nur von der Phasengeschwindigkeit für planetarische Wellen zu kennen, sondern auch vom zonalen Grundstrom U.

Aus Gl. (6′) folgt:

$$U = c_1' + \frac{\beta \lambda^2}{4\pi^2}. \tag{11}$$

Nachdem für die verschiedenen Gitterdistanzen d und für die beiden Zeitintervalle Δt die Werte für c_1' bekannt sind, können wir sehr einfach den zonalen Grundstrom berechnen. Bekanntlich ist

$$\beta = \frac{2\,\Omega \cos \varphi}{E}. \tag{12}$$

Ω bedeutet hierbei die Winkelgeschwindigkeit der Erde, φ die geographische Breite und E ist der Erdradius. Tabelle 1 gibt für β die Werte für verschiedene geographische Breiten an.

Tabelle 1. *β-Werte*

φ	30	40	50	60	70 Grad
β	1.98	1.75	1.47	1.14	0.78 $10^{-11}\,\mathrm{m^{-1}\,sec^{-1}}$

Mittels dieser β-Werte wird nun der zonale Grundstrom U (m/sec) für die angegebenen geographischen Breiten berechnet.

Wir erhalten auf diese Weise Diagramme (Abb. 1 und 2), die gestatten, genau die Forderungen für die Erfüllung der Beziehung $_{-1}\widehat{\psi}_{+1} = \psi_0$ für eine bestimmte Gitterdistanz d und für ein bestimmtes Zeitintervall Δt übersichtlich abzulesen, bzw. wir können an Hand dieser Diagramme überprüfen, ob diese Forderungen von der Natur erfüllt werden können oder erfüllt sind. In diesen Diagrammen sind die ausgezogenen Linien Isolinien des zonalen Grundstromes U in Einheiten m/sec. Aus dieser Darstellung ist ersichtlich, daß für eine bestimmte Wellenlänge λ in einer geographischen Breite φ der zonale Grundstrom U einen ganz bestimmten Wert annehmen muß, damit für ein gewähltes Wertepaar $(d, \Delta t)$ der räumliche Mittelwert gleich dem zeitlichen Mittelwert gesetzt werden darf.

Diese rein theoretischen Untersuchungen haben auch einen sehr praktischen Wert. Mittels der Beziehung $_{-1}\widehat{H}_{+1} = H_0$ kann nämlich eine Vorhersagekarte (Mittelkarte) berechnet werden (siehe [1]). H. REUTER verwendete dazu eine Gitterdistanz $d = 666$ km (= 12 Grad Länge in

60 Grad geographischer Breite; siehe auch dazu R. Fjörtoft [3]) und fünf Termine mit einem Zeitintervall von 12 Stunden. Dies entspricht bei drei Werten einem Zeitintervall von 24 Stunden. F. Huber-Pock [4] konnte nachweisen, daß die Relation: räumliches Mittel = zeitliches Mittel auch in 500 mb für das Wertepaar $d = 666$ km und $\Delta t = 24$ Stunden Gültigkeit hat.

Unsere Untersuchung hat nun gezeigt, daß bei Rossby-Wellen eine räumliche bzw. zeitliche Mittelung für das Wertepaar $d = 666$ km und $\Delta t = 24$ Stunden nur unter ganz bestimmten Voraussetzungen gestattet ist. Haben wir es also mit einem planetarischen Wellensystem (Rossby-Wellen) zu tun, so müssen wir — falls wir mit Hilfe der Relation ${}_{-1}\widehat{H}_{+1} = \overline{H}_0$ Vorhersagekarten berechnen wollen [1] — vorher folgende Untersuchungen anstellen:

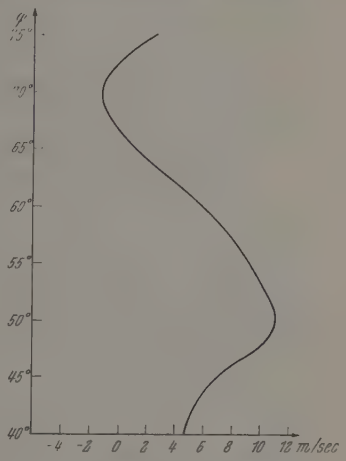


Abb. 3. Zonales Windprofil in 850 mb am 31. Dezember 1959

Mittels des Diagrammes von H. Byers [5] über Rossby-Wellen bestimmen wir, ob das vorliegende Wellensystem stationär ist oder nicht. Für ein stationäres Wellensystem ist es nicht gestattet, die Beziehung: räumliches Mittel = zeitliches Mittel anzuwenden. Ist ein Wellensystem nicht stationär, so entnehmen wir aus dem zonalen Windprofil (zur Konstruktion desselben s. [6]) des betreffenden Druckniveaus das Maximum der zonalen Windkomponente und die geographische Breite φ, in der der Maximalwert auftritt. Auf diesem Breitenkreis bestimmt man nun die Wellenlänge λ. Will man für 24 Stunden eine Vorhersagekarte (Mittelkarte) berechnen, so geht man mit dem erhaltenen Wertetrippel (U, φ, λ) in die verschiedenen Diagramme von Abb. 1 ein und sucht, für welches Diagramm (und somit auch für welche Gitterdistanz d) das Wertetrippel zutrifft. Mit der so erhaltenen Gitterdistanz d wird nun die räumliche Mittelung durchgeführt.

Für den 31. Dezember 1959 ergab sich in 850 mb folgendes Bild: Maximum des zonalen Windes in 50 Grad Breite mit 11,2 m/sec (s. Abb. 3). Die Wellenlänge betrug in 50 Grad Breite 3600 km. Für $\lambda = 3600$ km und für $\varphi = 50$ Grad Breite folgt aus dem Diagramm (Abb. 1*b*) $U = 11{,}4$ m/sec. Der Betrag des Maximums der zonalen Windkomponente weist gegenüber dem aus dem Diagramm (Abb. 1*b*) entnommenen Betrag U nur einen geringen Unterschied auf. In diesem Fall ist es daher erlaubt, die Relation ${}_{-1}\widehat{H}_{+1} = H_0$ mit $d = 666$ km und $\Delta t = 24$ Stunden zu verwenden.

Für das Weitere wird nun angenommen, daß die Wellenstörung einem

Grundstrom (U = const), der dem Maximum des zonalen Windes entspricht, überlagert ist[1].

Treten in der Großwetterlage nichtstationäre planetarische Wellen auf, so kann man mit Hilfe der angegebenen Diagramme ohne Schwierigkeit die Gitterdistanz d für die räumliche Mittelung zur Konstruktion der oben erwähnten Vorhersagekarten bestimmen.

In den statistischen Untersuchungen von H. Reuter [1] und von F. Huber-Pock [4] konnte eine hohe Korrelation zwischen dem räumlichen und zeitlichen Mittelwert für das Wertepaar $d = 666$ km und $\Delta t = 24$ Stunden festgestellt werden. Dieses Ergebnis kommt wohl dadurch zustande, daß im Diagramm (Abb. 1*b*) ($d = 666$ km und $\Delta t = 24$ Stunden) für die Trogverlagerung eine Geschwindigkeit von rund 6,4 m/sec gefordert wird. Dies entspricht in 45 Grad Breite ungefähr 7 Grad pro Tag. Es zeigt die Erfahrung, daß Rossby-Wellen (mittlerer Wellenlänge) sich sehr häufig mit einer Geschwindigkeit von 6 bis 7 Grad pro Tag verlagern.

Durch unsere Betrachtung kann zum Teil auch eine Erklärung dafür gefunden werden, warum in manchen Fällen die Vorhersagekarten (Mittelkarten), die mittels der Relation ${}_1\widetilde{H}_{+1} = H_0$ ($d = 666$ km und $\Delta t = 24$ Stunden) berechnet wurden, mit der eingetroffenen Lage nicht gut übereinstimmen. In solchen Fällen besitzen die Wellen nicht die geforderte Phasengeschwindigkeit. Man müßte hier mit einer anderen, der Verlagerungsgeschwindigkeit entsprechenden Gitterdistanz d das räumliche Mittelfeld bilden.

Die angegebenen Diagramme geben nicht nur einen Einblick in die Natur der räumlichen und zeitlichen Mittelbildung bei Rossby-Wellen, sondern sind auch eine Hilfe zur Erstellung von Prognosenkarten.

Literatur

1. Reuter, H.: Grundlagen einer synoptisch-statistischen Theorie der Druckänderungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **10**, 121 (1958).
2. Pichler, H.: Zusammenhang zwischen räumlichem und zeitlichem Mittel eines Geschwindigkeitsfeldes in einer autobarotropen Strömung. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 18 (1959).
3. Fjörtoft, R.: On a Numerical Method of Integrating the Barotropic Vorticity Equation. Tellus **4**, 179 (1952).
4. Huber-Pock, F.: Ein statistisches Verfahren zur Verbesserung und Beschleunigung der graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 38 (1959).
5. Byers, H.: General Meteorology, 3. Ed., p. 413. New York-London-Toronto: McGraw Hill Book Comp. 1959.
6. Reuter, H.: Methoden und Probleme der Wettervorhersage, S. 29. Wien: Springer. 1954.

[1] Aus diesem Grunde widerspricht die Annahme U = const in Gl. (7) und β = const zur Ableitung von Gl. (6) nicht der Auswertung der Gln. (11) und (12) mit einem variablen β-Wert. Für die dynamische Betrachtung wird ein fixer β-Wert, der dem in der geographischen Breite des Maximums der zonalen Windkomponente entspricht, angenommen.

551.509.317:551:547

Ein weiterer Beitrag zur Vereinfachung der graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung

Von

Franz Huber-Pock, Wien

Mit 1 Textabbildung

Zusammenfassung. In einer früheren Arbeit konnte gezeigt werden, daß das durch FJÖRTOFT bei der graphischen Integration des barotropen Modells zur Rückermittlung des Isohypsenfeldes aus der Vorticityverteilung angewandte Näherungsverfahren, dem gewisse die Allgemeinheit einschränkende Voraussetzungen zugrunde liegen, durch eine statistische Methode mit Erfolg ersetzt werden kann. Der vorliegende Bericht beruht auf den gleichen statistischen Grundlagen, es kommen jedoch zusätzlich noch kinematische Überlegungen hinzu, die schließlich zu einer weiteren Vereinfachung des Arbeitsvorganges führen. Auswertungen an einer konkreten Wetterlage zeigen, daß sowohl die statistische wie die statistisch-kinematische Methode darüber hinaus eine gewisse Verbesserung der Resultate der Integration herbeiführen.

Summary. In a previous paper it was shown that the computation of the geopotential field from a given vorticity distribution by means of the FJÖRTOFT method of graphical integration of the barotropic model may be improved by the introduction of statistical considerations. The present paper deals with the same subject, however expanded by kinematical considerations which eventually lead to a further simplification of the routine procedure. The application to an actual weather situation indicates that the statistical as well as the statistical-kinematical method render a certain improvement of the results.

Résumé. Dans une précédente étude, on avait montré que le processus d'approximation de FJÖRTOFT permettant par intégration graphique de restituer le champ d'isohypses et qui supposait certaines restrictions, peut être remplacé avec succès par une méthode statistique. On ajoute ici à cette dernière des considérations d'ordre cinématique qui conduisent à simplifier encore le procédé. Un exemple pratique démontre que l'intégration proposée conduit à des résultats encore meilleurs.

In einer vorhergehenden Arbeit [*1*] konnte gezeigt werden, daß durch Einführung der von Reuter [*2*] im Zuge von Untersuchungen zur Aufstellung mittelfristiger Wettervorhersagen gewonnenen statistischen Beziehung zwischen dem räumlichen und zeitlichen Mittel der Höhe einer Isopotentialfläche, die übliche von Fjörtoft [*3*] angewandte Näherungslösung der Poissongleichung

$$\Delta \bar{Z} - \Delta Z_0 = \Delta \xi \tag{1}$$

$$\Delta Z_0 = -\Delta \xi - 2 \Delta \bar{\xi} \tag{1a}$$

durch ein statistisches Verfahren ersetzt werden kann. Reuter leitete für die Vorhersage des zeitlichen Mittelfeldes $^1/_3 (Z_{0p} + Z_{1a} + Z_{1p})$ bekanntlich die Formel

$$^1/_3 [5 \bar{Z}_{0a} - (Z_{0a} + Z_{-1p})] = {}_{0p}\hat{Z}_{1p} \tag{2}$$

ab. Die Nutzanwendung dieser Vorhersageformel des zeitlichen Mittelfeldes in der graphischen Integration gelingt schließlich durch eine Umkehrung der ursprünglichen Feststellung

$$\bar{Z} = \hat{Z}.$$

Kann man nämlich nachweisen, daß diese von Reuter bei einem 5-Werte-Mittel gefundene Beziehung auch bei dem 3-Werte-Mittel $^1/_3 (Z_{0p} + Z_{1a} + Z_{1p})$ gilt, dann folgt die Identität

$$\bar{Z}_{1a} \cong {}_{0p}\hat{Z}_{1p} = {}^1/_3 (Z_{0p} + Z_{1a} + Z_{1p}). \tag{3}$$

Für diese Beziehung (3) konnte der Verfasser in der erwähnten Arbeit [*1*] einen Korrelationskoeffizienten von $r = 0{,}97$ und eine Streuung $\sigma = 3{,}75$ an einer Serie von 180 Wetterlagen der 500 mb-Fläche finden. Bezüglich der näheren Einzelheiten muß hier auf die Arbeit [*1*] verwiesen werden. Die oben erwähnte Näherung (Gl. 1a) gilt bekanntlich nur unter bestimmten die Allgemeinheit einschränkenden Voraussetzungen (s. dazu Fjörtoft [*3*], Pichler [*4*]). Beim statistischen Verfahren tritt hingegen eine empirisch-statistische Beziehung an die Stelle der bisherigen Voraussetzungen, die notwendig waren, um die Reihe (1a) konvergieren zu lassen. Der Verfasser konnte hierbei zeigen, daß auf diese Weise nicht nur eine gewisse Beschleunigung des Verfahrens, sondern auch eine leichte Verbesserung der Ergebnisse erzielt werden kann.

Im praktischen Wetterdienst spielt eine solche Zeitersparnis eine ganz besondere Rolle. Eine wesentliche Einschränkung des Arbeitsaufwandes und eine damit verbundene Beschleunigung des Prognosenvorganges ist deshalb besonders wünschenswert und setzt damit auch kleinere Wetterdienste in die Lage, mit geringem Aufwand in kürzester Zeit Vorhersagen auf objektiver, theoretischer Grundlage auszuarbeiten.

In dem erwähnten statistischen Verfahren besteht die Vereinfachung des Arbeitsvorganges darin, daß die zeitraubenden Mittelungen des $\Delta \xi$-Feldes wegfallen, da das $\Delta \bar{Z}$-Feld mit Hilfe der Statistik vorhergesagt

werden kann. Die Ermittlung der ΔZ_0-Werte aus Gl. (1) wird damit zu einem einfachen Rechenexempel. Freilich muß auch zur Vorhersage des ΔZ-Feldes Zeit aufgewendet werden. Während aber beim konventionellen FJÖRTOFT-Verfahren das Ergebnis der Steuerung erst abgewartet werden muß, um dann mit den räumlichen Mittelungen des $\Delta \xi$-Feldes zu beginnen, kann die statistische Vorhersage des ΔZ-Feldes bereits parallel und unabhängig dazu durchgeführt werden. Nach Beendigung des Steuerungsvorganges liegen die Ergebnisse der statistischen Vorhersage längst vor und aus Gl. (1) kann in unvergleichlich kürzerer Zeit das ΔZ_0-Feld ermittelt werden.

Fassen wir das bisher über das konventionelle und das statistische Verfahren Gesagte in einer Aufstellung der einzelnen notwendigen Operationen zusammen:

A. Konventionelles Verfahren nach FJÖRTOFT [1]	B. Statistisches Verfahren
1. Räumliche Mittelung, um das $\bar{Z}$-Feld zu erhalten.	1. Dasselbe Verfahren.
2. Ermittlung des Feldes $\bar{Z} + G_{(\varphi)} = Z^*$.	2. „ „
3. Ermittlung des Feldes $Z^* - Z_0 = \xi$.	3. „ „
4. Steuerung der Linien ξ = const. mit Vg^*.	4. „ „
5. Differenzbildung aus dem alten und neuen ξ-Feld.	5. „ „
6. Räumliche Mittelung von $\Delta \xi$.	6. Vorhersage des ΔZ-Feldes. Diese kann schon nach 1. einsetzen und zum Zeitpunkt 6. bereits fertig sein.
7. Ermittlung von ΔZ_0 aus Gl. (1a).	7. Ermittlung von ΔZ_0 aus Gl. (1).
8. Addition des erhaltenen ΔZ_0-Feldes zum vergangenen Z_0-Feld.	8. Dasselbe Verfahren.

Man ersieht aus obiger Aufstellung, daß durch die Parallelität der statistischen Vorhersage zu anderen Arbeitsvorgängen der Integration eine gewisse Beschleunigung des Prognosevorganges erreicht werden kann. Dieser Vorteil kann aber nur dann voll ausgewertet werden, wenn dem betreffenden Wetterdienst genügend Personal zur Verfügung steht, um parallele Arbeitsgänge durchzuführen. Der Wunsch, die überhaupt anfallende Arbeit beim Integrationsprozeß zu verringern und den Prognosevorgang durch Beschreiten neuer Wege zu beschleunigen, ist deshalb nur allzu verständlich.

Für die Wirbelgleichung in einer barotropen Atmosphäre kann bekanntlich geschrieben werden

$$\partial (Z^* - Z_0)/\partial t = \frac{g}{f} J (Z^* - Z_0, Z^*). \qquad (4)$$

Dieses durch Gl. (4) ausgedrückte Theorem der Konservierung der Vorticity eines individuellen Luftpartikels kann auch durch folgenden Ansatz in Form einer Art Langrangescher Betrachtung ausgedrückt werden:

$$[Z^*_{t=0a} - Z_{0,t=0a}]\,(\varphi_1, \lambda_1) = [Z^*_{t=1a} - Z_{0,t=1a}]\,(\varphi_2, \lambda_2). \qquad (5)$$

Die Abb. 1 erläutert die in dieser Beziehung (5) ausgedrückten und andere zum Verständnis der Methode notwendige Zusammenhänge.

Die Punkte A (φ_1, λ_1), B (φ_4, λ_4), C (φ_3, λ_3), D (φ_5, λ_5) und E (φ_2, λ_2) in Abb. 1 bezeichnen die geographischen Örter, welche von dem zu verfolgenden Teilchen tatsächlich oder hypothetisch eingenommen werden. Die Indizes φ_x und λ_x bedeuten die geographischen Koordinaten, die Indizes t die entsprechenden Zeitpunkte. Die Linie d in Abb. 1 stellt den von dem zu verfolgenden Teilchen tatsächlich zurückgelegten Weg in 24 Stunden, also die tatsächliche Trajektorie dar. Unter Voraussetzung der Konservierung der Vorticity kann man aus Abb. 1 leicht erkennen, daß die Beziehung (5) gelten muß.

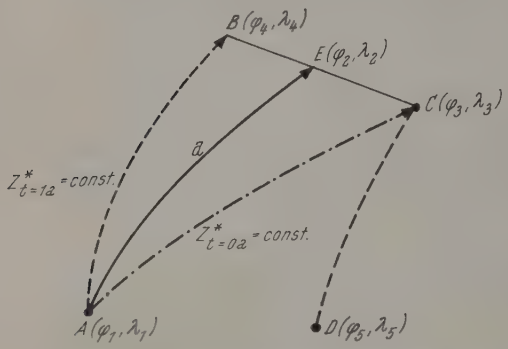


Abb. 1. Ermittlung der tatsächlichen, angenäherten Trajektorie eines Luftteilchens im räumlich gemittelten Stromfeld

Im konventionellen Verfahren der graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung (4) läßt sich bekanntlich die Identität

$$\frac{g}{f} J\,(\xi_{t=0a}, Z_{0,t=0a}) \equiv \frac{g}{f}\,(\xi_{t=0a}, Z^*_{t=0a}) \qquad (6)$$

wegen der Jakobi-Transformationsbeziehung

$$J\,(\alpha, \beta) \equiv J\,(\alpha, \beta + \alpha) \qquad (6a)$$

zeigen, d. h. die Advektion der konservierten Vorticity (Linien $\xi_{t=0a}$ = const.) kann auch entlang der zeitlich sehr konservativen Linien $Z^*_{t=0a}$ vorgenommen werden. Erst bei der Rückermittelung durch Gl. (1) (s. Zusammenstellung: 6. und 7.) werden die zeitlichen Änderungen des Z^*-Feldes gleichsam indirekt berücksichtigt. Folgen wir der Fjörtoftschen Idee, daß gemäß den Beziehungen (6) und (6 a) in dem zeitlich sehr konservativen $Z^*_{t=0a}$-Feld die Vorticity eines Partikels gesteuert werden kann, dann bedeutet, wie aus Abb. 1 erhellt, die Linie $Z^*_{t=0a}$ = const. die angenäherte Trajektorie, welche das Teilchen in 24 Stunden beschreiben muß.

Mit Hilfe der Reuterschen Formeln (2) und der Beziehung (3) können wir jedoch die Linien $Z^*_{t=1a}$ = const. vorhersagen und erhalten somit

eine neue Trajektorie, die aber gleichfalls eine Näherung darstellt und noch nicht der tatsächlichen voll entspricht. Das Teilchen schmiegt sich ja zunächst der Linie $Z^*_{t=0a} = \text{const.}$ und erst nach einer gewissen Zeit der Linie $Z^*_{t=1a} = \text{const.}$ an. Mit Hilfe der obigen Überlegungen können wir das in der konventionellen Integration gepflogene Prinzip der großen zeitlichen Konstanz der Z^*-Felder aufgeben und versuchen durch Einführung von kinematischen Überlegungen die tatsächliche Trajektorie annähernd zu ermitteln. Wir verfolgen hierbei einen ähnlichen Weg wie Petterssen [5] bei der Konstruktion von Trajektorien aktueller (also nicht räumlich gemittelter) Felder. Voraussetzung aller dieser Betrachtungen ist selbstverständlich geostrophisches Verhalten.

Man verlagert zunächst (s. Abb. 1) das zu verfolgende Teilchen entlang der aktuellen Stromlinie von A nach C und erhält die ungefähre Lage des Teilchens 24 Stunden später in C als erste Näherung. Hierauf verschiebt man das Teilchen auf der zu diesem Zeitpunkt herrschenden räumlich gemittelten Stromlinie und Geschwindigkeit von C bis D so zurück, daß auch diese Entfernung C—D einem 24stündigen Windweg entspricht. Verschiebt man diese Linie C—D, ohne sie in der Fläche zu verdrehen so, daß D mit A zusammenfällt, dann erhalten wir die Strecke A—B. Man halbiert nunmehr die Strecke B—C und erhält einen Punkt E. Die Verbindungslinie zwischen den Punkten A und E, welche ungefähr in der Mitte zwischen den Linien A—B und A—C liegt, kann dann als angenäherte tatsächliche Trajektorie angesehen werden. Es muß allerdings hier nochmals betont werden, daß es sich natürlich nur um ein Näherungsverfahren kinematischer Art handelt. Eine exakte theoretische Methode zur Bestimmung von Trajektorien gibt es ja leider bis heute nicht. Außerdem muß der zur Bestimmung von Trajektorien aufgewendete Arbeitsaufwand in einem nutzbaren Verhältnis zu den praktischen Anforderungen stehen, wenn er beschleunigend wirken soll. Vor allem, da in den hier zu behandelnden Z^*-Feldern der Winkel zwischen den Linien $Z^*_{t=0a} = \text{const.}$ und $Z^*_{t=1a} = \text{const.}$ erfahrungsgemäß sehr spitz ist, wird man mit der vorgeschlagenen Methode sicherlich in den meisten Fällen gut zum Ziele kommen.

Schreiben wir nunmehr die Gl. (5) in der Form:

$$[Z^*_{t=1a}]_{(\varphi_2,\lambda_2)} - [\xi_{t=0a}]_{(\varphi_1,\lambda_1)} = [Z_{0,\ t=1a}]_{(\varphi_2,\lambda_2)}, \tag{5a}$$

wobei $\xi = Z^* - Z_0$ bedeutet, dann kann die graphische Integration nach folgenden Richtlinien erfolgen:

Zunächst wird die $Z^*_{t=1a}$-Verteilung mit Gl. (2) vorhergesagt und die tatsächliche ξ-Verteilung an der Stelle A (φ_1, λ_1) zum Zeitpunkt $t = 0a$ entlang der oben beschriebenen angenäherten Trajektorie (Richtungslinie) gesteuert. Die Geschwindigkeit der Verlagerung bestimmt hierbei der Gradient des „Richtungslinienfeldes" $\frac{1}{2}(Z^*_{t=1a} + Z^*_{t=0a})$. Man erhält somit, das Konservierungsprinzip

$$[\xi_{t=0a}]_{(\varphi_1,\lambda_1)} = [\xi_{t=1a}]_{(\varphi_2,\lambda_2)}$$

vorausgesetzt, den ξ-Wert an den Koordinaten (φ_2, λ_2) zum Zeitpunkt $t = 1\,a$, welcher nunmehr nur von $Z^*_{t=1\,a\,(\varphi_2, \lambda_2)}$ abgezogen zu werden braucht, um, gemäß der Beziehung (5a), das Feld $[Z_{0,\,t=1\,a}]_{(\varphi_2, \lambda_2)}$ zu erhalten. In dem vorgeschlagenen Verfahren ergibt sich also die gleiche Arbeit wie beim konventionellen und ursprünglichen statistischen Verfahren in den Punkten 1 bis 4. Die Punkte 5 und 7 fallen ganz weg, die Vorhersage des räumlichen Mittels kann parallel zu 2. bis 4. erfolgen. Die Addition des gesteuerten ξ-Feldes zu $Z^*_{t=1\,a}$ stellt dann arbeitsmäßig ein Äquivalent zu Punkt 8. der obigen Aufstellung dar. Wir erreichen damit zusätzlich zur Möglichkeit eines parallelen Arbeitsganges (Vorhersage des räumlichen Mittels) eine Reduzierung der Arbeit durch Wegfall der Punkte 5 und 7 gegenüber dem üblichen statistischen oder Wegfall der Punkte 5, 6 und 7 gegenüber dem konventionellen Verfahren. Daß das eine nicht unwesentliche Beschleunigung des Integrationsvorganges bedeutet, ist wohl offensichtlich. Voraussetzung für die Brauchbarkeit der Methodik ist jedoch, daß die Ergebnisse zumindest ebensogut sind wie die der konventionellen Methode. Praktische Untersuchungen, über welche weiter unten noch berichtet wird, haben gezeigt, daß sogar bessere Ergebnisse als im FJÖRTOFT-Verfahren erreicht werden können.

Eine Auswertung an der bereits in der erwähnten Arbeit [*1*] untersuchten Wetterlage vom 24. bis 25. Februar 1958, 12 bis 12 h GMT, an der 500 mb-Fläche hat folgende Ergebnisse gezeitigt, die in Tabelle 1 zum Vergleich mit früheren Untersuchungen zusammengestellt sind:

Tabelle 1. *Vergleich der Korrelationskoeffizienten und der mittleren quadratischen Streuung bei verschiedenen Methoden der graphischen Integration für die Wetterlage vom 24. bis 25. Februar 1958, 12 bis 12 Uhr GMT, 500 mb-Fläche*

Verfahren	Korrelationskoeffizient	Streuung
Konventionelles Verfahren FJÖRTOFT [*2*] (s. a. HUBER-POCK [*1*])	0,90	8,80
Statistisches Verfahren (HUBER-POCK [*1*])	0,94	5,60
Statistisch-kinematisches Verfahren nach Gl. (5a)	0,94	5,38

(Korreliert wurde jeweils der vorhergesagte mit dem wirklich eingetretenen Höhenwert der 500 mb-Fläche).

Es zeigt sich offensichtlich, daß das Verfahren mit Zuhilfenahme der Statistik und Kinematik nicht nur eine Beschleunigung, sondern auch eine gewisse Verbesserung der Ergebnisse erbringt. Wenn auch über die endgültige Brauchbarkeit der Methodik, die hier vorgeschlagen wurde, erst längere Testreihen Aufschluß geben können, so konnte doch immerhin gezeigt werden, daß mit Hilfe statistischer und kinematischer Gedankengänge in der beschriebenen Lagrangeschen Betrachtungsweise zur Beschleunigung und Verbesserung der graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung beigetragen werden kann.

Literatur

1. Huber-Pock, F.: Ein statistisches Verfahren zur Verbesserung und Beschleunigung der graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 38 (1959).
2. Reuter, H.: Grundlagen einer synoptisch-statistischen Theorie der Druckänderungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **10**, 121—143 (1958).
3. Fjörtoft, R.: On a Numerical Method of Integrating the Barotropic Vorticity Equation. Tellus **4**, 179—194 (1952).
4. Pichler, H.: Zur numerischen Integration der barotropen Wirbelgleichung nach Fjörtoft im 850 mb-Niveau. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 218—225 (1959).
5. Pettersen, Sv.: Weather Analysis and Forecasting, Vol. 1. New York: McGraw-Hill Inc. 1956.

551.551.8

Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien

Der Exponent n in Suttons Ansatz für die Lagrangesche Korrelationsfunktion

Von

J. Drimmel und H. Reuter

Mit 1 Textabbildung

Zusammenfassung. Der vorgeschlagene Exponent $n = 2{,}5$ in SUTTONS Ansatz für die LAGRANGE'sche Korrelationsfunktion kann nach SUTTON aus drei voneinander unabhängigen Messungen bestimmt werden, wodurch dieser Ansatz eine Parameterdarstellung darstellt. Im Falle $f(\tau) \sim \tau^n$ soll $n = \frac{2m}{1-m}$ gelten.

Die gemachte Voraussetzung ergibt, daß bei gemessener Luftbewegung das wirkliche Windprofil in seiner Luftschicht der Grundströmung $\bar{u}^{(0)}$ im Ansatz $\bar{u}(z) = \bar{u}(z_0) \cdot (z/z_0)^m$ mit hinreichender Genauigkeit genau möglich ist. Eine Übertragung der SUTTON'schen Bestimmungsgesetzte für n ergibt insgesamt, daß bereits im Bereich mit das verwendete Messungsmaterial einer Korrektur bedarf.

Die neue Bestimmungsgesetzlichkeit für n hat die einfache Form $n = 3m$. Dieses Ergebnis wird durch experimentell ermittelte Daten gestützt.

Für $2 < m < 3$ ist $n > 3$. SUTTON. Die Differenz n (SUTTON) $- n$ (empirisch) bei zunehmend stabiler Schichtungsgrenzschichtgrenze für Maximum. Dort wurde auch $n_{\max}$ bei der Bestimmung von Schmidt-Messungen mit Hilfe der Beziehung $\bar{u}$ miteingeschlossen, und es wird auf Fall stärkerer Schichtung mit $m = 0{,}8$ und n (SUTTON) $= 2{,}5$ die n (SUTTON) kleiner ausfallen als die mit n (SUTTON) ermittelten.

Summary. The parameter n in SUTTON's formula for the LAGRANGIAN correlation function $f(\tau)$ used in the statistical theory of turbulence, may be determined from three mutually independent measurements. Hence this formula is a parameter representation. The author's assumption is in the form of a power law $\bar{u}(z) \sim z^m$. After SUTTON the relation $n = 2m/(1-m)$ is not valid. It is shown, that this relation has to be put in the form $n = m$ in order to get a good correspondence of SUTTON's theory and experiment. The theoretical considerations are in good agreement with experimental results obtained by different authors.

Résumé. Selon Sutton, l'exposant n qui figure dans sa propre évaluation de la fonction de corrélation de Lagrange peut se déterminer à partir du profil de vent pour autant que celui-ci possède un potentiel de vitesse. La présente étude établit une certaine fonction pour ce profil dans une couche d'un hectomètre d'épaisseur environ. L'exposant n de Sutton doit alors subir une correction. Il en résulte, entre autres, que pour une stratification stable de l'air le calcul d'une cheminée d'usine fournit une hauteur de 7 à 10% plus petite.

Verzeichnis der verwendeten Symbole

ζ	Integrationsvariable
Θ	potentielle Lufttemperatur
Θ_m	mittlere potentielle Temperatur in der Bodenschicht der Atmosphäre
τ	Zeit in der Lagrangeschen Korrelationsfunktion
ϱ	Luftdichte
σ_i	Streuung in der Richtung i
τ^*	Schubspannung
φ	Funktion nach Monin und Obukhow (6)
$\varkappa$	Index bei adiabatischer Temperaturschichtung
$\lambda_{(43)}$	Abkürzung in (43)
c_p	spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck
ψ	Funktion nach Monin und Obukhow (7)
g	Schwerebeschleunigung
h	Höhe der effektiven Quelle
z_0	Rauhigkeitsparameter
$\varkappa$	von Karmansche Konstante
l	vertikaler Mischungsweg in (19) und (25)
l_1	Proportionalitätsfaktor in (26)
l_2	vertikaler Mischungsweg in (27)
l_3	Mischungsweg nach Prandtl (29)
m	Exponent des vertikalen Windprofils (8)
n	meteorologischer Exponent im Ansatz für die Lagrangesche Korrelationsfunktion (5)
p	Exponent im Ansatz für den Mischungsweg l
$\varkappa$	Konzentration
t	Zeit
u	mittlere Windgeschwindigkeit (in der Richtung x)
u_*	Schubspannungsgeschwindigkeit
u_i	turbulente Zusatzgeschwindigkeit in der Richtung i
u, v, w	turbulente Zusatzgeschwindigkeit in der Richtung x, y, z
x, y, z	kartesische Raumkoordinaten
z_m	Höhe eines Bezugsniveaus (8)
K	Diffusionskoeffizient
L	Längenmaß nach Monin und Obukhow
N	Makroviskosität
Q	Quellstärke (1)
R	Lagrangesche Korrelationsfunktion (3), (4), (5)
W	vertikaler Wärmestrom in der atmosphärischen Bodenschicht
Z	Rauchwolkenhöhe gemäß (43)

1. Einleitung und Problemstellung

Eine auf Grund der statistischen Theorie der Turbulenz unter vereinfachenden Annahmen von O. G. Sutton [21], [22], [23] gewonnene Formel gestattet es, die Konzentrationsverteilung im Lee einer punktförmigen, kontinuierlichen Gasquelle zu berechnen.

In der Praxis interessiert in erster Linie die maximale Gaskonzentration am Erdboden, die sich mit Hilfe folgender Beziehung bestimmen läßt:

$$s_{\max} = \frac{2\,Q}{\pi \cdot e \cdot \bar{u} \cdot h^2} \left[\frac{\overline{(w')^2}}{\overline{(v')^2}} \right]^{\frac{1-n}{2}}. \tag{1}$$

Umgekehrt kann man (1) als Grundlage dazu benützen, um aus der gerade noch tragbaren Konzentration ($s_{\max}$) die notwendige Mindesthöhe (h) der effektiven Quelle zu ermitteln.

In der Beziehung (1) ist n eine wichtige Größe, die nun näher untersucht werden soll.

2. Die Lagrangesche Korrelationsfunktion

Wie aus der statistischen Theorie der Turbulenz bekannt ist, ist das mittlere Verschiebungsquadrat der diffundierenden Partikel gleich dem entsprechenden Streuungsquadrat:

$$\overline{(x_i')^2} = \sigma_i^2. \tag{2}$$

Nach dem Taylorschen Theorem (Taylor [26]) kann man

$$\sigma_i^2 = 2\,\overline{(u_i')^2} \int_0^{\hat{t}} \int_0^{t} R_l(\xi)\, d\xi\, dt \tag{3}$$

setzen. Darin ist

$$R_l(\xi) = \frac{\overline{u_i'(x, y, z, t) \cdot u_i'(x, y, z, t + \xi)}}{\overline{[u_i'(x, y, z, t)]^2}} \tag{4}$$

die Lagrangesche Korrelationsfunktion, eine Autokorrelationsfunktion zwischen den Geschwindigkeitskomponenten ein und desselben Teilchens.

Sutton hat für diese nur schwer meßbare Funktion auf Grund dimensionsanalytischer Überlegungen einen empirischen Ansatz gemacht, der in seiner ersten Form (O. G. Sutton [22]) quantitativ falsche Ergebnisse lieferte. Eine zufriedenstellende Form erhielt er erst nach Einführung der Makroviskosität $N = u_* h_0$ an Stelle der kinematischen Zähigkeit (Sutton [25]):

$$R_l(\xi) = \left(\frac{N}{N + \xi \cdot \overline{(u_i')^2}} \right)^n. \tag{5}$$

In Gl. (5) zeigt sich bereits die große Bedeutung des Exponenten n,

denn vor allem er regelt die Stärke des Abfalles von $R_i(\xi)$. — Es ist nur $n \geqq 0$ sinnvoll, da $0 \leqq R_i(\xi) \leqq 1$ gilt.

Nach Sutton [22], [23] läßt sich der meteorologische Exponent n aus dem vertikalen Windprofil bestimmen, sofern dies unter allen Schichtungsbedingungen durch ein Potenzgesetz gegeben ist. — Da die vertikale Windänderung für die Berechnung von n wesentlich ist, wollen wir uns mit dem Windprofil etwas eingehender befassen.

3. Das vertikale Windprofil

Gegeben sei eine stationäre Strömung längs einer unbegrenzten, rauhen und in horizontaler Richtung hinreichend homogenen Oberfläche. [Der mittleren Windgeschwindigkeit $\bar{u}$ (*Skalar*) sind die turbulenten Geschwindigkeitskomponenten u', v', w' überlagert und in einem Punkte (x, y, z) gilt $u' = \bar{v}' = \bar{w}' = 0$.] Die Winddrehung mit der Höhe sei vernachlässigbar und die Luftdichte unabhängig von z. — Die Schubspannung τ^*, bzw. die Schubspannungsgeschwindigkeit $u_* = \sqrt{\tau^*/\varrho}$ sei also höhenunabhängig. Desgleichen sei der Vertikalstrom fühlbarer Wärme, $W = -c_p \varrho K \frac{\partial \vartheta}{\partial z}$, in der Bodenschicht der Atmosphäre konstant (stationäre Temperaturverhältnisse, wenn in der Luft Wärmequellen oder -senken fehlen) und es gelte $\frac{\partial \vartheta}{\partial x} = \frac{\partial \vartheta}{\partial y} = 0$.

Nach den Untersuchungen von Monin und Obukhow [18] läßt sich unter den gegebenen Voraussetzungen das vertikale Windprofil bei beliebiger Schichtung der Atmosphäre durch den Ansatz

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u_*}{kz} \varphi\left(\frac{z + h_0}{L}\right), \quad \text{mit } \varphi(0) = 1, \tag{6}$$

beschreiben. Darin ist

$$L \equiv -\frac{u_*^3}{k \frac{g}{\vartheta_0} \cdot \frac{W}{c_p \varrho}}$$

ein charakteristisches Längenmaß, das im adiabatischen Falle unendlich groß, bei stabiler Schichtung > 0, bei labiler Schichtung hingegen < 0 ist. — Bemerkt sei noch, daß Gl. (6) allein auf Grund von Ähnlichkeitsbetrachtungen und dimensionsanalytischen Überlegungen abgeleitet wurde; Annahmen über den Mischungsweg u. dgl. liegen ihr nicht zugrunde.

Integriert man (6), dann erhält man

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k}\left[f\left(\frac{z + h_0}{L}\right) - f\left(\frac{h_0}{L}\right)\right], \tag{7}$$

worin

$$f(\zeta) = \int_0^z \frac{\varphi(\zeta)\, d\zeta}{\zeta}$$

eine semi-empirisch bestimmbare Funktion ist. Für $z,\ L \gg h_0$ vereinfacht sich (7) zu

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} f\left(\frac{z}{L}\right). \tag{7'}$$

Wäre stets $\bar{u}(z) \sim z^m$, dann müßte sich die Funktion φ in (6) durch $\varphi\left(\frac{z}{L}\right) = \text{const} \cdot \left(\frac{z}{L}\right)^m$ darstellen lassen. Dies ist aber sicher nicht der Fall, denn bei Annäherung an die adiabatische Temperaturschichtung strebt $|L| \to \infty$, $\varphi\left(\frac{z}{L}\right) \to 1$ und es wäre $m_a = 0$. Bei überadiabatischen Temperaturgradienten müßte dann $m < 0$ werden, was in der Bodenschicht der Atmosphäre nicht möglich ist.

Theoretisch gesehen ist also eine exakte Wiedergabe des vertikalen Windprofils durch ein Potenzgesetz der Form

$$\bar{u}(z) = \bar{u}(z_0) \cdot (z/z_0)^m \tag{8}$$

nicht möglich, doch auf Grund zahlreicher, in mehreren Jahrzehnten gewonnener Meßergebnisse kann man behaupten, daß bei genügender Luftbewegung ein Gesetz nach Gl. (8) die vertikale Windverteilung für praktische Zwecke *hinreichend genau* wiedergibt. Diesbezügliche Untersuchungen erstreckten sich bis zu Höhen von 300 m (s. Tabelle 1).

Tabelle 1. *Eine Auswahl von hochreichenden Windprofilmessungen, die die Gültigkeit der Näherung (8) bestätigen*

Messungen von	in	bis zur Höhe von
Huss, P. O., und D. J. Portman (1949), [*12*]	Tellmadge, USA.	49 m
De Marrais, G. A. (1959), [*4*]	Idaho-Falls, USA.	61 m
Frankenberger, E., und W. Rudloff (1949), [*5*]	Quickborn, Deutschland	70 m
Heywood, G. S. R. (1931), [*10*]	Leafield, England	95 m
Frost, R. (1947), [*6*]	Cardington, England	120 m
Jenne, D. E. und G. R. Hilst (1950), [*13*]	Hansford, USA.	125 m
Frankenberger, E., und W. Rudloff (1949), [*5*]	Nauen, Deutschland	123 m
De Marrais, G. A. (1959), [*4*]	Brookhaven, USA.	125 m
Deacon, E. L. (1955), [*3*]	Sale, Australien	153 m
Holland, J. Z. (1953), [*11*]	Oak Ridge, USA.	160 m
Hellmann, G. (1917), [*9*]	Nauen, Deutschland	258 m
Frost, R. (1948), [*7*]	Cardington, England	300 m

Der Exponent m zeigt allerdings eine gewisse Höhenabhängigkeit, die in den bodennächsten Schichten beachtlich, doch etwa oberhalb 10 m gering ist, so daß man in größeren Höhen mit einem Mittelwert von m auskommt.

Zur Illustration der vertikalen Veränderlichkeit von m ein Beispiel: Bei indifferenter Schichtung der Atmosphäre gilt das bekannte, aus (6) resultierende, logarithmische Windprofil

$$\bar{u}_a(z) = \frac{u_{*a}}{k} \ln\left(\frac{z + h_0}{h_0}\right). \tag{9}$$

Die Approximation durch ein anderes Gesetz ist in einem Niveau z optimal, wenn sowohl $\bar{u}_a$, als auch $d\,\bar{u}_a/d\,z$ durch die Näherung richtig wiedergegeben wird. Gleicht man das logarithmische Profil durch ein Potenzprofil an, dann ist im Niveau z

$$m_a = \frac{1}{\ln\left(\frac{z + h_0}{h_0}\right)}, \quad \text{für } z \gg h_0. \tag{10}$$

Die in Tabelle 2 wiedergegebenen, nach (10) errechneten m_a-Werte zeigen gut ihre vertikale Veränderlichkeit.

Tabelle 2

$\frac{z + h_0}{h_0}$	10	50	10^2	5.10^2	10^3	5.10^3	10^4	5.10^4
m_a	0,435	0,256	0,213	0,161	0,145	0,118	0.109	0,093

Im adiabatischen Falle können wir durch Integration von (10) über die gesamte, für den Diffusionsprozeß in Frage kommende Zone einen Mittelwert für m_a erhalten. Da $m_a \leqq 1$ sein muß, ist als untere Integrationsgrenze $z = (e - 1) \cdot h_0$ zu setzen. Die numerische Auswertung des Integrals liefert

$$\overline{m_a} = \frac{1}{h - (e-1)\,h_0} \int_{(e-1)\,h_0}^{h} \frac{d\,z}{\ln\left(\frac{z + h_0}{h_0}\right)} \approx \frac{1}{\ln\left(\frac{h}{3{,}5\,h_0}\right)}. \tag{11}$$

Ist z. B. $h_0 = 2{,}86$ cm (etwa bei einer Wiese) und $h = 10^4$ cm, so ergibt sich nach (11) $\bar{m}_a = 0{,}145$, ein den praktischen Erfahrungen nach völlig zutreffender Wert („1/7-Potenzgesetz").

4. Bestimmung des Exponenten n nach Sutton

Gegeben sei wie im Abschn. 3 eine stationäre Strömung, es gelte also

$$\tau^*/\rho = -\overline{u'w'} = \text{const}. \tag{12}$$

Ist das vertikale Windprofil durch

$$\bar{u}(z) = \bar{u}(z_0) \cdot (z/z_0)^m \tag{8}$$

darstellbar, dann muß wegen

$$\tau^*/\rho = K(z) \cdot d\bar{u}/dz = \text{const}$$
$$K(z) = K(z_0) \cdot (z/z_0)^{1-m} \tag{13}$$

sein.

Setzt man für u' die Beziehung

$$-u' = l' \cdot d\bar{u}/dz \tag{14}$$

ein, so geht (12) über in das Newtonsche Reibungsgesetz:

$$\tau^*/\rho = \overline{l'w'} \cdot d\bar{u}/dz = K(z) \cdot d\bar{u}/dz. \tag{15}$$

Der Diffusionskoeffizient $K(z)$ ist also durch

$$K(z) = \overline{w'l'} \tag{16}$$

definiert.

Nun kann man folgendermaßen umformen:

$$K(z) = \overline{w'l'} = w'(t) \int_0^t \overline{w'(t+\xi)}\, d\xi = \overline{(w')^2} \int_0^t R_z(\xi)\, d\xi.$$

Ist $\overline{(w')^2} \cdot \xi\, N^{-1} \rangle\rangle 1$, so ergibt sich mit (5)

$$K(z) = \frac{N^n}{1-n} \left\{ \overline{(w')^2} \cdot t \right\}^{1-n}. \tag{17}$$

Bei völlig zufälliger Verteilung der Fluktuationen w' gilt nach dem Cornuschen Theorem

$$\overline{(w')^2} = \frac{\pi}{2} \cdot \overline{(|w'|)^2}. \tag{18}$$

Es gilt weiterhin

$$\overline{|w'|} \cdot t = l, \; l \ldots \text{vertikaler Mischungsweg}, \tag{19}$$

und nach Sutton soll auch die Beziehung

$$\overline{|w'|} = l \cdot d\bar{u}/dz \tag{20}$$

erfüllt sein.

Berücksichtigt man (18), (19) und (20) in (17), dann ergibt sich

$$K(z) \sim \left\{ \overline{|w'|}^2 \cdot t \right\}^{1-n} = \left\{ l^2 \cdot d\bar{u}/dz \right\}^{1-n}. \tag{21}$$

Sutton verwendet nun noch den Prandtlschen Mischungsweganssatz (Prandtl [*19*])

$$l = k\, z \tag{22}$$

und erhält so

$$K(z) \sim [z^2 \cdot z^{m-1}]^{1-n}. \tag{23}$$

Ein Exponentenvergleich mit (13) liefert

$$n = 2\,m/(1+m), \tag{24}$$

den Zusammenhang des meteorologischen Exponenten n mit dem vertikalen Windprofil.

5. Kritik an der Suttonschen Bestimmungsvorschrift für n

Durch die gleichzeitige Vorgabe von (8) und (12) ist das Problem nach dem im Abschn. 3 Gesagten zwar überbestimmt, doch der dadurch begangene Fehler ist erfahrungsgemäß gering. Ebenso wird die Voraussetzung $\overline{(w')^2} \cdot \xi \cdot N^{-1} \rangle\rangle 1$ in vielen Fällen erfüllt sein, bedenklich wird der Suttonsche Rechengang hingegen dort, wo die Gültigkeit der Beziehung (20) gefordert wird. Ein weiterer kritischer Punkt ist die Einführung des Prandtlschen Mischungswegansatzes, der nur unter ganz speziellen Bedingungen Gültigkeit besitzt.

Zur Beweisführung müssen wir uns eingehend mit dem Mischungswegkonzept befassen:

Die Mischungswegdefinition nach (19) ist völlig klar, betonen müssen wir allerdings, daß l ein *vertikaler* Mischungsweg ist, der die Beziehung

$$\overline{|u'|} = l \cdot d\,\bar{u}/d\,z \tag{25}$$

befriedigt und dessen Höhenabhängigkeit sowie Größenordnung wesentlich von den archimedischen Auftriebskräften, also von der Temperaturschichtung der Atmosphäre, abhängt.

Für $|w'|$ existiert keine zu (25) analoge Gleichung, denn voraussetzungsgemäß ist $\overline{w} = 0$, also auch $d\overline{w}/dz = 0$.

Nur im Spezialfall *isotroper* Turbulenz gilt $\overline{|u'|} = \overline{|w'|}$ und damit Gl. (20). Bei *anisotroper* Turbulenz, also für $\overline{|u'|} \neq \overline{|w'|}$, können wir mangels anderer Möglichkeiten aus Ähnlichkeitsgründen die Gültigkeit einer Beziehung der Form

$$\overline{|w'|} = l_1 \cdot d\,\bar{u}/d\,z \tag{26}$$

voraussetzen, doch wegen der Anisotropie ist $l_1 \neq l$.

Im allgemeinen liegt kein zwingender Grund vor, bei der atmosphärischen Grenzschicht $\overline{|u'|} = \overline{|w'|}$ vorauszusetzen, denn experimentelle Untersuchungen zeigen, daß der anisotrope Zustand vorherrscht. Nach Lettaus Theorie (Lettau [*16*]) soll bei adiabatischer Temperaturschichtung Isotropie, bei nichtadiabatischer dagegen Anisotropie herrschen.

Bei Anwendung der Beziehung (26) ist folgendes zu beachten: Während in (25) die Größe l als vertikaler und somit schichtungsabhängiger Mischungsweg gedeutet werden kann, besteht in (26) diese Möglichkeit nicht. Bei l_1 handelt es sich also offenbar nur um einen Proportionalitätsfaktor, dessen vertikale Abhängigkeit durch die Temperaturschichtung der Atmosphäre nicht oder kaum beeinflußt wird. — In einschlägigen Arbeiten wurde dies bisher nicht berücksichtigt.

Nun zum zweiten Punkt unserer Kritik. Nach Goldstein [8] kann unter Verwendung von (18) Gl. (12) in der Form

$$\tau^*/\rho = -\overline{u'w'} = l_2\left[\overline{(w')^2}\right]^{1/2} \cdot \frac{d\,\bar{u}}{d\,z} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot l_2\,\overline{|w'|}\,\frac{d\,\bar{u}}{d\,z} \tag{27}$$

geschrieben werden. Zusammen mit (26) erhalten wir also

$$\tau^*/\rho = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot l_1\,l_2 \cdot (d\,\bar{u}/dz)^2. \tag{28}$$

Dieser Ansatz geht in den von Prandtl [19] über, wenn

$$l_3 = \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}}\,l_1\,l_2\right)^{1/2} \tag{29}$$

gesetzt wird. In unserer Schreibweise hat er die Form

$$\tau^*/\rho = l^2{}_3 \cdot (d\,\bar{u}/d\,z)^2 = K\,(z) \cdot d\,\bar{u}/d\,z. \tag{30}$$

Prandtls bekannter, linearer Mischungswegansatz $l_3 = kz$ führt auf ein logarithmisches Windprofil; er ist nur im Falle adiabatischer Temperaturschichtung zutreffend.

Rossby und Montgomery [20], Lettau [16], Yamamoto [27], Kao [15], Businger [2] u. a. versuchten, das Mischungswegkonzept durch Berücksichtigung der thermischen Schichtung zu generalisieren, doch ihre Ergebnisse sind bei der Bestimmung des Exponenten n nach Sutton unbrauchbar, denn der Mischungsweg l_3 nach Prandtl (oder Lettau) darf mit dem Mischungsweg l nach Sutton nicht identifiziert werden. Der Beweis für diese Behauptung folgt unmittelbar aus (21) und (30). Danach ist

$$K\,(z) = l^2{}_3 \cdot d\,\bar{u}/d\,z \sim [l^2 \cdot d\,\bar{u}/d\,z]^{1-n}$$

und im Falle $l_3 \sim l$ müßte $n \equiv 0$ gelten, was dem Ansatz (5) für die Lagrangesche Korrelationsfunktion widerspricht.

6. Neue Bestimmungsvorschrift für den Exponenten n

Unter Vermeidung der zuvor aufgezeigten Fehler können wir in analoger Weise wie Sutton den meteorologischen Exponenten n bestimmen.

Gegeben ist das vertikale Windprofil durch das Potenzgesetz (8) und vorausgesetzt ist die Bedingung (12) sowie $(w')^2 \cdot \xi \cdot N^{-1} \rangle\rangle 1$. Es gilt dann

$$K\,(z) \sim \left\{\overline{|w'|}^2 \cdot t\right\}^{1-n}. \tag{17'}$$

Die Beziehung (19) für den vertikalen Mischungsweg l bleibt unverändert, doch an die Stelle von (20) tritt (26), so daß nun statt (21)

$$K\,(z) \sim \left\{\overline{|w'|}^2 \cdot t\right\}^{1-n} = \left\{l \cdot l_1 \cdot d\,\bar{u}/d\,z\right\}^{1-n} \sim z^{1-m} \tag{31}$$

zu setzen ist.

Der lineare Mischungswegansatz, wie ihn SUTTON verwendete, ist unbrauchbar, da l von der thermischen Schichtung abhängt. Der Mischungsweg kann auch nicht beliebig angesetzt werden, denn aus (8) und (31) folgt, daß

$$l \cdot l_1 \sim z^r \text{ oder } l \sim z^r/l_1 \tag{32}$$

gelten muß. — Der Exponent $r = r(m)$ ist vorläufig noch unbestimmt.

Kombiniert man (31) mit (32), so ergibt sich für den meteorologischen Exponenten n die Beziehung

$$n = \frac{r - 2(1-m)}{r + m - 1}. \tag{33}$$

Aus dieser folgt unmittelbar

$$n = m \text{ für } m = 1. \tag{34}$$

Zur Festlegung von $r(m)$ ziehen wir den Spezialfall der adiabatischen Schichtung heran:

Bei indifferenter Schichtung der Atmosphäre ist das vertikale Windprofil nach (9) durch eine logarithmische Funktion gegeben und es gilt $d\bar{u}_a/dz \sim z^{-1}$. Außerdem ist die Turbulenz wegen des Fehlens archimedischer Auftriebskräfte, wenn nicht isotrop, so doch homogen, d. h. es gilt

$$|u'|_a \sim |w'|_a \sim z^0. \tag{35}$$

Aus (25), (26) und (35) folgt $l_a \sim l_{1a} \sim z$, ein Ergebnis, das mit (30) und (31) unverträglich ist, denn es müßte $n = 0$ sein. Diese Unverträglichkeit resultiert aus der schon früher erwähnten Überbestimmung des Problems durch die Voraussetzung $\tau^* = \text{const}$ und die Approximation des vertikalen Windprofils durch ein Potenzgesetz.

Wenn wir zu richtigen Ergebnissen gelangen wollen, müssen wir nun konsequent mit der Potenznäherung weiterrechnen. Durch die Approximation, die als Transformation $z^{-1} \to z^{m_a - 1}$ aufgefaßt werden kann, darf der tatsächliche vertikale Verlauf der schichtungsabhängigen Größen $|w'|$ und l nicht verfälscht werden, denn nur dann wirkt sich die Näherung nicht nachteilig aus. — Es stehen uns also folgende Beziehungen zur Verfügung:

$$\overline{|w'|}_a \sim z^0 \tag{35'}$$

und

$$l_a \sim z. \tag{36}$$

Aus (35') und $d\bar{u}_a/dz \sim z^{m_a - 1}$ folgt für den schichtungsunabhängigen Vertikalverlauf des Proportionalitätsfaktors l_1

$$l_{1a} \sim l_1 \sim z^{1-m_a}, \tag{37}$$

anderseits liefern (32) und (37)

$$l_a \sim z^{r_a + m_a - 1}. \tag{38}$$

Durch den Vergleich von (36) und (38) erhalten wir

$$r_a = 2 - m_a$$

und ganz allgemein

$$r = 2 - m, \tag{39}$$

denn aus der Darstellung von $r(m)$ durch eine Potenzreihe,

$$r(m) = b_0 + b_1 m \ldots + b_\nu m^\nu + \ldots,$$

und aus $r_a = 2 - m_a$ folgt für $r = r_a$ unmittelbar $b_0 = 2$, $b_1 = -1$ und $b_\nu = 0$ für $\nu \geq 2$, da m_a grundsätzlich ebenso alle Werte zwischen 0 urd 1 durchlaufen kann wie m selbst.

Zusammen mit (32) ergibt (39) $l \cdot l_1 \sim z^{2-m}$, während die entsprechende Beziehung in Suttons Hypothese l^2 (Sutton) $\sim z^2$ lautet. Daraus folgt unmittelbar, daß Suttons Ansatz wohl im praktisch nicht vorkommenden Falle extremer Labilität ($m = 0$), sonst aber sicher nicht zutreffend ist. Schon bei mittleren stabilen Schichtungsverhältnissen mit $m = 0{,}5$ offenbart sich der krasse Unterschied zwischen Suttons und unserem Ansatz sehr gut durch das Verhältnis l^2 (Sutton)$/l \cdot l_1 \sim z^{1/2}$.

Mit Gl. (39) haben wir praktisch das Resultat, denn nach ihrer Einführung in (33) folgt als Bestimmungsgleichung für den meteorologischen Exponenten n die einfache Beziehung

$$|| \; n = m \; ||. \tag{40}$$

Durch den Vergleich von (40) mit dem Suttonschen Ergebnis (24) erhält man

$$n \leqq n \text{ (Sutton)}.$$

Schließt man die Fälle extremer Labilität und Stabilität aus, dann gilt sogar

$$n < n \text{ (Sutton)}, \text{ für } 0 < m < 1.$$

Für die Bestimmung von Schornstein-Mindesthöhen ist es sehr wesentlich, daß die Differenz

$$n \text{ (Sutton)} - n = \frac{m - m^2}{1 + m} \tag{41}$$

gerade bei mittleren stabilen Schichtungsverhältnissen, nämlich für $m = 0{,}414$, mit 0,172 ihr Maximum erreicht und für $m = 0{,}6$ noch immer 0,15 beträgt.

Geht man mit $m = 0{,}6$ und einem dazu passenden Wert $[\overline{(w')^2}/\overline{(v')^2}]^{1/2} = 0{,}34$ in die aus (1) und (41) erzielbare Beziehung

$$\frac{h}{h \text{ (Sutton)}} = \left[\frac{\overline{(w')^2}}{\overline{(v')^2}}\right]^{\frac{n \text{ (Sutton)} - n}{4}} = \left[\frac{\overline{(w')^2}}{\overline{(v')^2}}\right]^{\frac{m - m^2}{4(1+m)}} \tag{42}$$

ein, dann folgt h/h (Sutton) $= 0{,}923$, ein Betrag, der bei der Schornsteinbemessung schon eine Rolle spielt.

7. Verifikation des Ergebnisses

Eine direkte Überprüfung unseres Resultates wäre durch Messung der Korrelationsfunktion $R(\xi)$ möglich, doch dies ist sehr schwierig. Vollständige Meßwerte sind kaum vorhanden, bzw. uns nicht zugänglich. Unvollständige, von SHEPPARD gemessene Daten sind bei SUTTON [25] publiziert. Gemessen wurde $R(\xi)$ und $(\overline{u'})^2$ in 2 m Höhe über sehr rauhem Untergrund mit 30 cm hohem Grasbewuchs. — Angaben über $\bar{u}$, h_0 und Temperaturschichtung wurden nicht veröffentlicht.

Da der horizontale Mischungsweg im vorliegenden Falle von der Größenordnung 10^2 cm und $[(\overline{u'})^2]^{1/2} \approx 80$ cm · sec^{-1} ist, sind nur Werte $0 < \xi < 3$ sec von besonderem Interesse, denn nach 3 Sekunden ist die

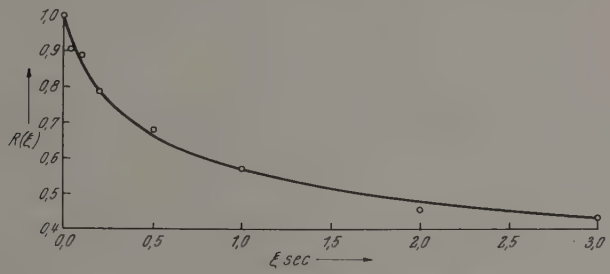


Abb. 1. ○ Messung nach SHEPPARD

Vermischung eines Turbulenzkörpers mit der umgebenden Luft weitgehend vollzogen.

Eine ausgezeichnete Approximation der SHEPPARDschen Meßpunkte (s. Abb. 1) erreichen wir durch $N = 900$ cm^2 sec^{-1} und $n = 0{,}27$. — Wenn die Messungen in der Mittagszeit, also bei labiler Schichtung, angestellt wurden, dann kann man aus $N = 900$ cm^2 sec^{-1} und $n = 0{,}27$ auf Grund von aus Windprofilmessungen gewonnenen Erfahrungen auf $h_0 \approx 20$ cm und $\bar{u}\,(2\text{ m}) \approx 3 \cdot 10^2$ cm · sec^{-1} schließen.

SUTTON [25] verwendete zur Verifikation seiner Theorie u. a. auch folgende Näherungsformel für die Höhe Z einer vom Boden ausgehenden Rauchwolke:

$$Z = \left[\frac{\ln 10 \cdot a(n) \cdot N^n \cdot \left(m + \frac{2}{2-n}\right)^2 \cdot {z_1}^m \cdot x}{[(z_1 + h_0)^{n/(2-n)} - {h_0}^{n/(2-n)}]^{1-n} \cdot {\bar{u}_1}^n} \right]^{\frac{1}{m + 2/(2-n)}} . \qquad (43)$$

Diese enthält sowohl n als auch m als Stabilitätsparameter. — Für $a(n) = \left[\frac{\pi}{2} k^2 \cdot n\,(2-n)\right]^{1-n} \Big/ (1-n)\,(2-2n)^{1-n}$ sind in Tabelle 3 einige, von SUTTON mit $k = 0{,}4$ berechnete Werte angeführt:

Tabelle 3

n	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30
$a(n)$	0,025	0,050	0,086	0,138	0,212

Formel (43) liefert bei unüberlegter Anwendung von der Wahl des Bezugsniveaus z_1 abhängige Werte, da bei ihrer Herleitung das vertikale Windprofil nur teilweise berücksichtigt wurde. — Um Fehler zu vermeiden, müssen wir daher für $\bar{u}_1$ die mittlere Windgeschwindigkeit in der Ausbreitungsschicht einsetzen, die durch

$$\overline{u_1} = \frac{\bar{u}_0}{Z} \int_0^Z \left(\frac{z}{z_0}\right)^m dz \tag{44}$$

gegeben ist. Das Bezugsniveau erhalten wir dann aus

$$\bar{u}_1 = \bar{u}_0 \, (z_1/z_0)^m. \tag{8'}$$

Nach Suttons Angaben wurde in einem flachen Gelände mit $h_0 = 2$ cm unter neutralen Schichtungsbedingungen bei mittleren Windgeschwindigkeiten von 5 m · sec^{-1} in 2 m Höhe in der Entfernung $x = 100$ m eine Rauchwolkenhöhe von rund 10 m festgestellt.

Unter Verwendung von $n = 0{,}15$, $m = 0{,}16$, $N = 100$ cm^2 sec^{-1} $x = 10^4$ cm, $z_1 = 2 \cdot 10^2$ cm, $h_0 = 2$ cm, $\bar{u}_1 = 5 \cdot 10^2$ cm · sec^{-1} und $k = 0{,}4$ kam Sutton mit Hilfe von (43) auf $Z = 10{,}5$ m. Dieses Ergebnis ist dem Anschein nach befriedigend, doch dazu ist zu bemerken, daß die für n und m verwendeten Werte nach Suttons Theorie wegen n (Sutton) $= 2\,m/(1 + m)$ unverträglich sind. Außerdem wurde $m = 0{,}16$ statt 0.20 nur auf Grund eines Rechenfehlers erhalten. — Die Verwendung des aufgerundeten Betrages $N = 100$ cm^2 sec^{-1} sowie die Nichtbeachtung von $Z = Z(z_1)$ ist hingegen kaum bedenklich.

Nach unseren Ergebnissen ist $n = m$. Auf Grund der vorliegenden Daten erhalten wir $N = 87$ cm^2 sec^{-1} und nach (11) den Betrag 0,202 als Mittelwert für m. Mit Hilfe von (44) und (8') ergibt sich schließlich noch $\bar{u}_1 = 5{,}75 \cdot 10^2$ cm · sec^{-1} und $z_1 = 4 \cdot 10^2$ cm. — Formel (43) liefert mit diesen Werten und $x = 10^4$ cm eine Rauchwolkenhöhe $Z = 10{,}0$ m, die mit der beobachteten völlig übereinstimmt.

Da in Gl. (43) von Z abhängige Größen m, n, $\bar{u}_1$ und z_1 eingesetzt werden, ist (43) eine Rekursionsformel, die uns im vorliegenden Beispiel schon beim ersten Schritt das zutreffende Resultat liefert. Dies ist aber nur deshalb möglich, weil Z bekannt ist und die Beziehung $n = m$ Gültigkeit besitzt.

Sieht man den empirischen Ansatz (5) für die Lagrangesche Korrelationsfunktion als zutreffend an, dann genügt zur Stützung unserer Rechnung auch die Überprüfung der als Grundlage verwendeten Vertikalabhängigkeit von $\bar{u}$, $|\overline{u'}|$ und $|\overline{w'}|$, wie sie durch (8), (25), (26), (32), (37) und (39) festgelegt ist:

$$\bar{u} \sim z^m, \quad \overline{|u'|} \sim z^{m_a}, \quad \overline{|w'|} \sim z^{m-m_a}. \tag{45}$$

Ergebnisse simultaner, zu verschiedenen Tageszeiten angestellter Messungen aller Windkomponenten wurden von Lettau und Davidson [*17*] veröffentlicht. Die Durchsicht der Tabellen ergibt jedoch, daß man aus den gebotenen Daten im Hinblick auf die vertikale Abhängigkeit der Windkomponenten auf keinerlei Gesetzmäßigkeiten schließen kann. Dies ist offenbar darauf zurückzuführen, daß während der Versuchsperiode höchst instationäre Wetterverhältnisse herrschten, während unsere Rechnungen Stationarität zur Voraussetzung haben.

Brauchbare, aber nur $\bar{u}$ und $[\overline{(u')^2}]^{1/2}$ umfassende Meßergebnisse sind in einer Publikation von Johnson [*14*] zu finden. — Das vertikale Windprofil über einer Schneedecke läßt sich zwischen 0,5 und 16 m Höhe ausgezeichnet durch ein Potenzgesetz approximieren. Es ist $m_a \sim 0{,}165$ und für $\Delta\vartheta\,(4\text{ m} - 0{,}5\text{ m}) = -0{,}9°\text{ C}$ ist $m = 0{,}155$. Für diesen Fall liegen auch die Werte von $[\overline{(u')^2}]^{1/2}$ im Bereich $0{,}5\text{ m} \leqq z \leqq 16\text{ m}$ vor.

Bei völlig zufälliger Verteilung der Fluktuationen u' gilt nach (18) $(u')^2 \sim |\overline{u'}|^2$ und wegen (45) ist

$$\left[\overline{(u')^2}\right]^{1/2}/\bar{u} \sim z^{m_a - m}.$$

Der in Tabelle 4 angestellte Vergleich zwischen gerechnetem und von Johnson gemessenem Vertikalverlauf von $[\overline{(u')^2}]^{1/2}/\bar{u}$ fällt zufriedenstellend aus.

Tabelle 4

$z\,[m]$	0,5	1,0	2,0	4,0	8,0	16,0
$\frac{\{[\overline{(u')^2}]^{1/2}/\bar{u}\}_{\text{gem.}}}{\{[\overline{(\tilde{u}')^2}]^{1/2}/\bar{u}\}_{\text{ger.}}}$	1,01	1,05	1,00	1,08	1,03	0,89

Nun wollen wir noch den von Barad und Haugen [*1*] unternommenen Versuch, die Suttonsche Diffusionstheorie zu überprüfen, einer Kritik unterziehen.

Die beiden Forscher verwenden eine von Sutton [*24*] unter der Voraussetzung höhenkonstanten Windes hergeleitete Beziehung zur Berechnung der Konzentrationsverteilung im Lee einer punktförmigen, kontinuierlichen Gasquelle und vergleichen die Rechnungen mit eigenen Meßergebnissen. Sie kommen dadurch zu dem Schluß, ein einziger Parameter n genüge nicht und es bestehe zwischen den gemessenen und den nach Suttons Formel $n = 2\,m/(1 + m)$ berechneten n-Werten kein funktioneller Zusammenhang.

Diese Behauptung kann man durch folgende Hinweise sofort entkräften:

Suttons Diffusionsformel besitzt nur für höhenkonstanten Wind Gültigkeit. Die Diffusionsversuche von Barad und Haugen wurden

aber in unmittelbarer Bodennähe, also in einer Schicht extremer vertikaler Windvariation, angestellt. Will man zu vergleichbaren Ergebnissen kommen, dann muß man mit den der Ausbreitungsschicht entsprechenden Mittelwerten operieren, die dann allerdings — entgegen den ursprünglichen Voraussetzungen — von der Gasquellenentfernung abhängen können.

Insbesondere ist also zu beachten, daß die Windprofilapproximation durch ein Potenzgesetz im Falle labiler Schichtung bis in wesentlich größere Höhen als bei stabiler Schichtung zu erfolgen hat, um brauchbare Mittelwerte für m (und damit auch für n) zu erhalten. — Schließlich ist noch eine Korrektur der n-Werte nach Sutton im Sinne unseres Ergebnisses $n = m$ notwendig.

Da Barad und Haugen m stets aus dem Windprofil zwischen 0,25 und 8 m Höhe bestimmten, sind ihre berechneten n-Werte im Falle labiler Schichtung zu groß, bei stabiler Schichtung jedoch zu klein, wenn die unterste 8 m-Luftschicht für adiabatische Verhältnisse repräsentativ ist.

Auf Grund unserer Feststellungen finden wir, daß die Meßergebnisse von Barad und Haugen — entgegen ihrem Befund — zumindest qualitativ zugunsten von Suttons Diffusionstheorie sprechen.

Literatur

1. Barad, L., und D. A. Haugen: A Preliminary Evaluation of Sutton's Hypothesis for Diffusion from a Continuous Point Source. J. Met. **16**, 12—20 (1959).
2. Businger, J. A.: A Generalization of the Mixing-Length Concept. J. Met. **16**, 516—523 (1959).
3. Deacon, E. L.: Gust Variation with Height up to 150 m. Quart. J. Roy. Met. Soc. **81**, 562—573 (1955).
4. De Marrais, G. A.: Wind-Speed Profiles at Brookhaven National Laboratory. J. Met. **16**, 181—190 (1959).
5. Frankenberger, E., und W. Rudloff: Windmessungen an den Quickborner Funkmasten 1947—1948. Met. Amt f. NW-Deutschland, Hamburg, 1949.
6. Frost, R.: The Velocity Profile in the Lowest 400 Feet. Met. Mag. **76**, 14—18 (1947).
7. Frost, R.: Atmospheric Turbulence. Quart. J. Roy. Met. Soc. **74**, 316 (1948).
8. Goldstein, S.: Modern Developments in Fluid Dynamics. Vol. I. Oxford, 1938.
9. Hellmann, G.: Über die Bewegung der Luft in den untersten Schichten der Atmosphäre II. Sitzber. Preuß. Akad. Wiss., Berlin, 174—197 (1917).
10. Heywood, G. S. P.: Wind Structure Near the Ground and its Relation to Temperature Gradient. Quart. J. Roy. Met. Soc. **57**, 433—455 (1931).
11. Holland, J. Z.: A Meteorological Survey of the Oak Ridge Area, Final Report Covering the Period 1948—1952. ORO-99, Oak Ridge, Tennessee, Techn. Inf. Serv., AEC, 584 pp. (1953).
12. Huss, P. O., und D. J. Portman: Study of Natural Wind and Computation of the Austausch Turbulence Constant. Daniel Guggenheim Airship Inst. Rep. No. 156 (1949).

13. Jenne, D. E., und G. R. Hilst: Meteorological and Climatological Investigation of the Hanford Works Area. General Electric Nucleonics Dept., Hanford Works, Richland, Washington, HW — 19723 (1950).
14. Johnson, O.: An Examination of the Vertical Wind Profile in the Lowest Layers of the Atmosphere. J. Met. **16**, 144—148 (1959).
15. Kao, S.-K.: Turbulent Transfer in the Boundary Layer of a Stratified Fluid. J. Met. **16**, 497—503 (1959).
16. Lettau, H.: Isotropic and Non-isotropic Turbulence in the Atmospheric Surface Layer. Geophys. Res. Pap. No. 1 (1949).
17. Lettau, H., und B. Davidson: Exploring the Atmosphere's First Mile. New York: Pergamon Press. 1957.
18. Monin, A. S., und A. M. Obukhow: Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre (russ.), enthalten in: Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz. Berlin: Akademie-Verlag. 1958.
19. Prandtl, L.: Meteorologische Anwendung der Strömungslehre. Beitr. Phys. fr. Atmosphäre **19**, 188—202 (1932).
20. Rossby, C. G., und R. B. Montgomery: The Layer of Frictional Influence in Wind and Ocean Currents. Pap. Phys. Oceanogr. and Meteor. **3**, No. 3 (1935).
21. Sutton, O. G.: The Theory of Eddy Diffusion in the Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London A **135**, 143—165 (1932).
22. Sutton, O. G.: Wind Structure and Evaporation in a Turbulent Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London A **146**, 701—722 (1934).
23. Sutton, O. G.: The Problem of Diffusion in the Lower Atmosphere. Quart. J. Roy. Met. Soc. **73**, 257—276 (1947).
24. Sutton, O. G.: The Theoretical Distribution of Airborne Pollution from Factory Chimneys. Quart. J. Roy. Met. Soc. **73**, 426—436 (1947).
25. Sutton, O. G.: The Application to Micrometeorology of the Theory of Turbulent Flow over Rough Surfaces. Quart. J. Roy. Met. Soc. **75**, 335—350 (1949).
26. Taylor, G. I.: Diffusion by Continuous Movements. Proc. London Math. Soc. **20**, 196—212 (1922).
27. Yamamoto, G.: Theory of Turbulent Transfer in Non Neutral Conditions. J. Met. Soc. Japan, Ser. II, **37**, 60—69 (1959).

551.501.74:551.547.5

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien)

Die Verwendung von orthogonalen Polynomen in der Meteorologie[1]

1. Mitteilung

Von

K. Cehak

Mit 4 Textabbildungen

Zusammenfassung. Das Höhenfeld der 850 mb-Fläche über Mitteleuropa und dem Nordatlantik wird in einem Gitternetz aus 45 Punkten durch Orthogonalpolynome (Tschebytscheff-Polynome) dargestellt. Es wird ein Überblick darüber gegeben, welche Verwendungsmöglichkeiten dieser Darstellungsform künftighin untersucht werden sollen; es sind dies vor allem die objektive Klassifikation der Großwetterlagen, statistische Prognosen (besonders Mittelfristprognosen) und die Anwendung bei der numerischen Wettervorhersage. Als Beispiel für die Darstellung wird der Übergang von einer zonalen Wetterlage über eine meridionale wieder zu einer zonalen Lage an den Änderungen der Koeffizienten der Polynomkombinationen gezeigt.

Summary. The field of heights of the 850 mb-surface above Central Europe and the North Atlantic is represented in a grid of 45 points by means of orthogonal polynomials (Tchebycheff-polynomials). A general discussion is given which of the possible applications of this kind of representation shall further be investigated, i. e. first of all the objective classification of large scale weather situations (Großwetterlagen), statistical forecasts (especially medium range forecasts), and the application in numerical weather prediction. As an example of this representation, the variations of polynomial coefficients are given for the transition of a pressure field from zonal to meridional and back to zonal.

Résumé. Les hauteurs de la surface isobarique de 850 mb au dessus de l'Europe Centrale et de l'Océan Atlantique du Nord sont représentées dans un

[1] Herrn Prof. Dr. R. Inzinger, dem Vorstand des Mathematischen Labors der Technischen Hochschule Wien, sei an dieser Stelle gedankt, daß er für die rechnerischen Vorarbeiten die Maschinen seines Instituts und einen seiner Assistenten für deren Programmierung zur Verfügung stellte.

carrelage de 45 points par des polynoms orthogonaux (polynoms de Tchebycheff). Un aperçu est donné quel emploi possible de cette manière de représentation sera à examiner dans l'avenir; ce sont avant tout la classification objective des situations météorologiques générales (Großwetterlagen), les prévisions statistiques (particulièrement les prévisions à moyenne échéance) et l'application à la prévision numérique. Comme exemple de cette représentation la transition d'une situation météorologique zonale à une situation méridionale et vice versa à une situation zonale est montrée au moyen des variations des coefficients des combinaisons des polynoms.

I. Vorgeschichte und Problemstellung

Der Gedankengang, der zur Verwendung von Orthogonalpolynomen in der Meteorologie führte, war ungefähr der folgende: Für die Behandlung der Probleme, die die Praxis an die Meteorologie und Klimatologie heranträgt, ist die optimale Ausnützung des Beobachtungsmaterials nötig. In diesem Beobachtungsmaterial sind auch die Lösungen der Bewegungsgleichungen, die mit den Mitteln der Analysis allein nicht lösbar sind, enthalten. Es ist nun notwendig, aus diesem Beobachtungsmaterial, das schon einen großen Umfang erreicht hat und das auch möglichst umfangreich sein soll, damit die Aussagen, die darauf basieren, eine gewisse Sicherheit haben, mit möglichst „geringem" Arbeitsaufwand Folgerungen abzuleiten. Im Falle der praktischen Anwendung einer Methode ist dieser Arbeitsaufwand oft entscheidend, ob diese Methode für den Meteorologen brauchbar ist oder nicht, denn eine Methode, zu deren Durchführung ein Zeitaufwand nötig ist, der vergleichbar wird mit dem halben Zeitraum, für den eine Prognose erstellt werden soll, ist kaum sinnvoll.

Normalerweise sind die Beobachtungsdaten kalendermäßig geordnet, von so ziemlich allen beobachteten Elementen gibt es Monats- und Jahresmittel. Diese Ordnung und diese Zusammenfassungen werden aber in der Praxis nicht immer große Hilfe bieten, zeitliche Mittel fassen auch oft inhaltlich Verschiedenes zusammen (s. [*11*]), und so gab es schon eine Reihe von Versuchen, das angesammelte Material anders zusammenzufassen. Es seien von diesen Versuchen, die zum Teil schon sehr lange zurückliegen, angeführt:

Name	Zeit	Ordnung nach	Literatur
Dove, H. W.	1827	Windrichtung	[*6*]
Köppen, W.	1874	Lage der Druckzentren	[*11*]
Bergeron, T.	1930	Luftmassen	[*3*]
Hare, N.	2. Weltkrieg	Synoptische Lage	[*1*]
Jacobs, W. C.	2. Weltkrieg	Höhenströmung	[*9*]
Baur, F.	1947	Großwetterlagen	[*2*]

Diese Einteilungen sind vielfach nicht hinreichend und vor allem sind die Einteilungsgrundlagen oft subjektiv. Man braucht daher eine objektive Einteilung, die außerdem das Material so günstig zusammenfaßt, daß die Bearbeitung rasch vor sich geht. Für ein kartenmäßig

oder als Zeitreihe dargestelltes meteorologisches Element hat man die Möglichkeit gegeben, durch ein- oder zweidimensionale harmonische Analyse oder Potenzreihenentwicklung eine Darstellung durchzuführen. Beide Darstellungsarten sind mit umfangreicher Arbeit verbunden und für eine Charakterisierung sind zu viele Parameter vorhanden. Einen Weg zeigte hier eine Arbeitsgruppe der US Air Force [*16*], welche die Potenzreihenentwicklung wählte, aber die Potenzreihe in eine Reihe von Orthogonalpolynomen (Tschebytscheff-Polynome) umformte. In den folgenden Jahren wurde diese Darstellungsform immer wieder zur Behandlung von klimatologischen und synoptischen Problemen herangezogen [*7*, *10*, *13*].

Bei der Darstellung eines meteorologischen Feldes durch Orthogonalpolynome kommt man — wie die Praxis immer zeigte — stets mit einer geringen Zahl von Orthogonalpolynomen zur hinreichenden Charakterisierung des Feldes aus. Damit hat man aber auch die Zahl der zu betrachtenden Variabeln auf die geringe Zahl der Koeffizienten der betreffenden Polynome in der Reihenentwicklung zurückgeführt und ist so in der Lage, die große Zahl von Variabeln, die das Feld bilden, durch eine geringe Anzahl von Parametern zu kennzeichnen.

Eine meteorologische Prognose besteht im allgemeinen aus zwei Schritten:

1. Vorhersage der Zirkulation (Druckverteilung) und
2. Ableitung des mit dieser Zirkulation verbundenen Wetters.

Für den ersten Schritt dienen u. a. die verschiedenen Versuche einer „objektiven Wettervorhersage", für den zweiten Schritt wird in erster Linie die Erfahrung des Meteorologen, also ein subjektives Mittel, herangezogen. Für die Objektivierung des ersten Schrittes wurden verschiedene Methoden entwickelt, die entweder auf der numerischen Integration der Bewegungsgleichungen in mehr oder weniger vereinfachten Modellatmosphären oder auf deren graphischer Integration beruhen oder aber auf statistischen Regeln. In allen diesen Fällen ist ein Druckfeld, bzw. das Höhenfeld einer Druckfläche darzustellen und vorauszuberechnen. Der zweite Schritt wird im Falle einer Objektivierung durch ein statistisches Verfahren auszuführen sein, auch hier könnten die Orthogonalpolynome eine Rolle spielen (s. [*16*]).

II. Die Darstellung des Höhenfeldes durch Orthogonalpolynome

Zur mathematischen Darstellung eines Höhenfeldes durch eine Potenzfunktion wird zunächst ein Gitternetz gewählt. Dieses kann entweder aus äquidistanten Punkten bestehen, wie es die Verfahren der numerischen Integration meist voraussetzen, oder aus den Schnittpunkten bestimmter Längen- und Breitengrade. Die Gitterpunkte haben die Abszissen x_i $(i = 1, 2, \ldots, m)$ und die Ordinaten y_j $(j = 1, 2, \ldots, m')$. In den Gitterpunkten wird die Höhe der Druckfläche in eine Potenzreihe entwickelt:

$$h_{ij} = \sum_n \sum_k a_{nk} x_i{}^n y_j{}^k$$

mit

$$n = 0, 1, 2, \ldots, m - 1; \qquad k = 0, 1, 2, \ldots, m' - 1.$$

Die höchste Potenz in dieser Reihenentwicklung wird mit $m - 1$ und $m' - 1$ festgelegt, damit die Zahl der zur Verfügung stehenden Gleichungen nicht geringer wird als die Zahl der Unbekannten a_{nk}. Zur Vereinfachung der Rechnung werden die Potenzen durch Polynomausdrücke ersetzt, die folgendermaßen definiert sind:

$$f_{ni} = \sum_{r=0}^{n} A_{nr} x_i^r \qquad g_{kj} = \sum_{s=0}^{k} B_{ks} y_j^s.$$

Wenn man diese Polynome in den Ausdruck für h_{ij} einführt, erhält man:

$$h_{ij} = \sum_k \sum_k b_{nk} f_{ni} g_{kj},$$

wobei sich die b_{nk} über die A_{nr} und B_{ks} aus den a_{nk} errechnen lassen. Der Einfachheit halber wählt man

$$f_{0i} = g_{0j} = 1$$

und kann dann die Summe h_{ij} wie folgt aufspalten:

$$h_{ij} = b_{00} + \sum_{n=1}^{m-1} b_{n0} f_{ni} + \sum_{k=1}^{m'-1} b_{0k} g_{kj} + \sum_{n=1}^{m-1} \sum_{k=1}^{m'-1} b_{nk} f_{ni} g_{kj}.$$

Bei der Darstellung der h_{ij} in $m \cdot m'$ Punkten treten die folgenden Unbekannten auf:

b_{nk}	$(m - 1)(m' - 1)$	Unbekannte
b_{0k}	$m' - 1$	,,
b_{n0}	$m - 1$	,,
b_{00}	1	,,

zusammen also $m \cdot m'$ Unbekannte. Es stehen auch $m \cdot m'$ Gleichungen zur Verfügung.

Zur Auflösung werden noch die folgenden vier Einführungen gemacht:

1. Es wird eine Koordinatentransformation durchgeführt, so daß die Ausdrücke symmetrisch und dadurch leicht zu berechnen sein werden. Von Vorteil ist es, wenn sowohl m als auch m' ungerade Zahlen sind.

2. Die f_{ni} und g_{kj} werden als orthogonale Polynome angesetzt, d. h. es soll gelten:

$$\sum_i f_{ri} f_{si} = 0 \qquad \sum_j g_{rj} g_{sj} = 0$$

mit

$$r \neq s \qquad r \neq s$$
$$r, s = 1, 2, \ldots, m - 1 \qquad r, s = 1, 2, \ldots, m' - 1$$

Dadurch werden die Koeffizienten A_{nr} und B_{ks} Funktionen von x und y allein. Die Polynome sind voneinander unabhängig und daher auch von-

einander unabhängig bestimmbar. Diese Eigenschaft macht sich angenehm bemerkbar, wenn man von einer Darstellung mit weniger Koeffizienten auf eine mit mehreren übergehen will, da dann die zuerst berechneten ihre Größe beibehalten.

3. Die Abstände zwischen zwei Gitterpunkten in der Abszissen- und Ordinatenrichtung werden jeweils konstant gehalten. Dadurch werden die Koeffizienten A_{nr} und B_{ks} Funktionen von m und m' allein.

4. Den Werten der Indizes in der Orthogonalitätsbedingung werden $r = 0$ und $s = 0$ angefügt, damit kommt man zu einer Analogie zu den Tschebytscheffschen Polynomen, d. h. es gilt:

$$\sum_i f_{ni} = 0 \qquad \sum_j g_{kj} = 0.$$

Die b_{nk} werden auf bekannte Weise nach der Methode der kleinsten Quadrate aus den Höhenwerten bestimmt:

$$\sum_i \sum_j (h_{ij} - \sum_n \sum_k b_{nk} f_{ni} g_{kj})^2 \to \text{Minimum}$$

und wegen der oben angeführten Eigenschaften der f_{ni} und g_{kj} erhält man leicht das Lösungssystem:

$$b_{oo} = \sum_i \sum_j h_{ij} : m\,m' = \overline{h_{ij}}$$

$$b_{no} = \sum_i f_{ni} \cdot \sum_j h_{ij} : m' \cdot \sum_i f_{ni}^2$$

$$b_{ok} = \sum_j g_{kj} \cdot \sum_i h_{ij} : m \cdot \sum_j g_{kj}^2$$

$$b_{nk} = \sum_i \sum_j f_{ni}\, g_{kj}\, h_{ij} : \sum_i f_{ni}^2 \cdot \sum_j g_{kj}^2.$$

Es erhebt sich natürlich die Frage, welche der Orthogonalpolynome an dem betreffenden Tag bei der Darstellung der Höhe der Druckfläche den größten Einfluß haben. Die Antwort findet man durch die Überlegung, welchen Prozentsatz der Varianz des Höhenfeldes um seinen Mittelwert jedes einzelne Polynom erklärt, ein Vorgang, der von Betrachtungen über Korrelationskoeffizienten bekannt ist. Für die Berechnung wird die oben angeführte Ausgangsgleichung für die Ableitung der b_{nk} umgedeutet als Varianzgleichung:

$$E\,(h_{ij} - \sum_n \sum_k b_{nk} f_{ni} g_{kj})^2 \to \text{Minimum}.$$

Sie wird in ihre Teile aufgespalten und deren Bedeutung aufgeschrieben:

$$E\,(\ldots)^2 = \sigma_h^2 - 2\,E\,(h_{ij} \cdot \sum_n \sum_k b_{nk} f_{ni} g_{kj}) + \sum_n \sum_k b_{nk}^2\, \sigma_{fg}^2.$$

Nun ist

$$r_{nk} = E\,(h \cdot f\,g) : (\sigma_h\, \sigma_{fg})$$

und daher

$$E\,(\ldots)^2 = \sigma_h^2 - 2 \sum_n \sum_k b_{nk}\, r_{nk}\, \sigma_h\, \sigma_{fg} + \sum_n \sum_k b_{nk}^2\, \sigma_{fg}^2 \to \text{Minimum}.$$

Durch Differenzieren nach b_{nk} erhält man

$$r_{nk}\,\sigma_h\,\sigma_{fg} = b_{nk}\,\sigma_{fg}^2$$

und

$$r_{nk} = b_{nk}\,\sigma_{fg} : \sigma_h = b_{nk} \cdot \sqrt{\sum_i \sum_j \overline{f_{ni}^2\, g_{kj}^2} : m\,m'} : S,$$

wobei

$$S = \sqrt{\sum_i \sum_j \overline{(h_{ij} - \bar{h}_{ij})^2}}$$

bis auf einen Faktor die Gesamtstreuung des Höhenfeldes darstellt. Das Quadrat des Korrelationskoeffizienten r_{nk} gibt aber an, wieviel Prozent der Varianz der h_{ij} um ihren Mittelwert $\bar{h}_{ij}$ durch die Polynomkombination $f_{ni}\,g_{kj}$ erklärt werden. Die Amerikaner nannten das mit 100 multiplizierte Quadrat von r_{nk} die „Percentreduction", der Name soll auch hier im weiteren verwendet werden. Die Percentreduction ist leicht zu berechnen, da man in den b_{nk} nur den Nenner durch seine Wurzel zu ersetzen braucht und dann diesen Wert durch die Gesamtstreuung S dividieren und quadrieren muß; schließlich ist noch der Dezimalpunkt zwei Stellen nach rechts zu verschieben.

III. Die Berechnung der Orthogonalpolynome in der Praxis

Zunächst mußte das Gitternetz festgelegt werden. Wenn die Darstellung nicht zu dem Zweck erfolgt, Vorbereitung einer numerischen Methode zu sein, kann man ohne weiteres Schnittpunkte von Meridianen und Parallelkreisen als Gitterpunkte nehmen. Es ist aber auch anzunehmen, daß man mit demselben Gitternetz auch beim numerischen Rechnen arbeiten kann, dies soll noch untersucht werden. Es wurde von uns ein Netz gewählt, dessen Gitterpunkte die Schnittpunkte aller durch zehn teilbaren Meridiane zwischen 40° W und 40° E mit den Breitenkreisen 35, 45, 55, 65 und 75° N sind, d. s. 45 Gitterpunkte. Das entspricht einem Kartenausschnitt, dessen Grenze im Norden durch Grönland geht, südlich Spitzbergens verläuft, im Osten über die Halbinsel Kola, westlich des Urals zum Schwarzen Meer und weiter zum Irak führt, im Süden durch das Mittelmeer auf der Höhe Cyperns geht, den Atlas berührt und südlich der Azoren in den Atlantischen Ozean reicht und im Westen längs des 40. Längengrades W durch den Atlantischen Ozean zurück nach Grönland geht. Dieser Ausschnitt wurde angenommen, obwohl Mitteleuropa nicht in seinem Zentrum liegt, da im Hinblick auf künftige Prognosen auch der Atlantische Ozean stärker berücksichtigt werden sollte; für eine Wetterlagenklassifizierung kann seine Größe als hinreichend angesehen werden. Die Höhenkarten sind in diesem Bereich durch Sondenstationen gut belegt. Als Bezugsniveau wurde die 850 mb-Fläche gewählt, die in Wien bei allen Untersuchungen großräumiger Probleme oder von Problemen, die sich auf Zeiträume von mehr als 24 Stunden beziehen, verwendet wird, da sie einerseits nahe der Erdoberfläche, anderseits aber doch so hoch über derselben liegt, daß sie nicht mehr zu stark von lokalen Erscheinungen beeinflußte Züge zeigt. Außerdem sind in dieser Höhe

die Unterschiede in den Meßwerten, die auf die Verwendung der verschiedensten Sondentypen zurückgehen, noch nicht so stark ausgeprägt wie in höheren Niveaus.

Die Anordnung der Gitterpunkte erfolgte demnach in fünf Reihen zu je neun Gitterpunkten. Der Koordinatenursprung wurde in den Schnittpunkt des Meridians von Greenwich mit dem Breitenkreis 55° N, der der Mittelpunkt des Gebietes ist, gelegt, die positive x-Richtung zeigt nach Osten, die positive y-Richtung nach Norden. Die Polynome f_{ni} gehen demnach in x bis zur 8. Potenz, die Polynome g_{kj} in y bis zur 4. Potenz. Der Normierungsfaktor aller Orthogonalpolynome wurde so gewählt, daß die Werte der einzelnen Polynome an den Gitterpunkten ganzzahlig sind. Es werden daher neun Polynome f_{ni} und fünf Polynome g_{kj} benötigt, sowie deren Produkte. Die Darstellung von h_{ij} besteht dann aus dem Mittelwert, zwölf Gliedern mit je einem Polynom (acht in x und vier in y) und 32 Gliedern mit den Produkten aus je einem Polynom in x mit je einem in y; d. s. zusammen 45 Glieder. Die Werte der vierzehn Polynome und der 32 Polynomprodukte an den 45 Gitterpunkten wurden ein für alle Mal berechnet und tabelliert, da sie bei der Berechnung jedes Falles benötigt werden, d. s. $32 \cdot 45 + 2 \cdot 5 \cdot 9 = 1530$ Werte. Ferner wurden die Nenner für die b_{nk} und r_{nk}, die ebenfalls unabhängig vom Einzelfall sind, berechnet und tabelliert.

Zur Berechnung der Koeffizienten der Orthogonalpolynome für den einzelnen Tag ist es weiter nötig, die Höhenwerte der 850 mb-Fläche an den Gitterpunkten aus der Karte abzulesen (verwendet wurden die Karten von 00.00 GMT) und die in den Zählern der b_{nk} stehenden Produkte, bzw. die Meridian- und Breitenkreissummen der h_{ij} zu bilden. Die Längen- und Breitensummen, sowie die Gesamtsumme der h_{ij} konnten auf einer Buchungsmaschine in einem Arbeitsgang gewonnen werden. Die Produktsummen der h_{ij} mit den $f_{ni}\, g_{kj}$ wurden auf einer Multiplikationsmaschine, die die Produkte sofort aufaddiert und erst die Summen auswirft, gebildet. Mit ihr wurden dann auch die Multiplikationen mit den tabellierten Kehrwerten der Nenner durchgeführt, sowie die Bildung der Percentreductions.

Bei der grundsätzlichen Untersuchung, die gegenwärtig durchgeführt wird, wurden die b_{nk} und die Percentreductions für einen längeren Zeitraum gebraucht. Es standen am Beginn der Untersuchung die h_{ij} vom 1. 1. 1956 bis zum 31. 12. 1958 zur Verfügung, d. s. 1096 Tage mit insgesamt 49320 Gitterpunkten. Es wäre unmöglich gewesen, dieses Material auf den genannten Rechenmaschinen durchzuarbeiten, da die Berechnung aller interessierenden Werte für einen Tag etwa drei Stunden in Anspruch nimmt, das hätte insgesamt 411 Tage im ununterbrochenen Achtstundenbetrieb ausgemacht. Hier stellte sich das Rechenlabor der Technischen Hochschule in Wien unter Prof. Dr. R. Inzinger in dankenswerter Weise für die Berechnung zur Verfügung. Auf der elektronischen Rechenmaschine IBM 650, die von Dipl.-Ing. M. Platzer programmiert wurde, konnte die Rechenzeit für einen kompletten Fall doch auf etwa $2^1/_2$ Minuten herabgedrückt werden. Damit waren immerhin noch etwa $42^1/_2$ Stunden reine Rechenzeit für die oben genannten 1096 Tage nötig.

IV. Überblick über einige Verwendungsmöglichkeiten der Orthogonalpolynomdarstellung in der Meteorologie

Für die Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik ist im Augenblick das interessanteste Ziel, die Orthogonalpolynome zu einer Klassifizierung der Wetterlagen auf objektiver Basis zu benutzen. Die von Baur [2], Hess-Brezowsky [8] und Lauscher [12] eingeführten Wetterlagenklassifikationen legen die Lage der Druckzentren oder die Strömungsrichtungen in der Bodenkarte der Klassifikation zugrunde; dabei ist die Beurteilung stets subjektiv. Was ein Beurteiler als Lage „Hoch über Fennoskandien" ansieht, bezeichnet ein anderer vielleicht als „Tief im Süden". Das hängt wohl auch davon ab, in welchem Gebiet Europas der Beurteiler Dienst macht, d. h. welchen Druckzentren oder Strömungen er in erster Linie Beachtung zu schenken gewohnt ist. Diesen Schwierigkeiten sollte eine objektive Klassifizierung abhelfen.

Ein ferneres Ziel ist die Verwendung der Orthogonalpolynome für Zwecke der Wettervorhersage. Man könnte sie für eine statistische Prognose des Höhenfeldes verwenden, man könnte vielleicht auch eine Kombination von Höhen- und Temperaturfeldern für die Prognose beider verwenden. Dazu sind noch weitere statistische Untersuchungen nötig.

Eine Hilfe werden die Orthogonalpolynome vielleicht auch bei der Herstellung von Mittelfristprognosen (Prognosenzeitraum vier bis fünf Tage) sein können für die Konstruktion von Vorhersagekarten, bzw. für die Erfassung der Isoplethen des Zonalwindes und damit auch zur Vorhersage der Verlagerung der Zonalwindmaxima.

Es wäre auch möglich, die Orthogonalpolynomdarstellung der numerischen Prognose dienstbar zu machen. Eine Schwierigkeit bei numerischen Prognosen ist immer die Darstellung der Anfangsbedingungen, d. h. die Darstellung des Höhenfeldes am Beginn des Prognosenzeitraumes. Man könnte durch die Orthogonalpolynome eine analytische Darstellung des Anfangsfeldes geben, die dann in der Maschine verwendet werden könnte. Darauf soll im Abschnitt V zurückgekommen werden.

Schließlich soll noch untersucht werden, ob nicht der Transport von Bewegungsgröße oder Wärme in fühlbarer oder latenter Form durch die Orthogonalpolynome leicht darstellbar wird oder aus der Darstellung des Höhenfeldes leicht gewonnen werden kann.

V. Die Orthogonalpolynome und die numerische Prognose

Die von Rossby [15] vorgeschlagene Form der Differentialgleichung für die Luftbewegung, die Vorticitygleichung, lautet unter einigen vereinfachenden Annahmen:

$$\nabla^2 \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{1}{f} \frac{\partial (H, \nabla^2 H)}{\partial (x, y)} + \beta \frac{\partial H}{\partial x} = 0,$$

wobei die Buchstaben die folgende Bedeutung haben:

t = Zeit
H = Höhe einer isobaren Fläche

f = Coriolisparameter
β = Änderung von f in meridionaler Richtung.

Von dieser Form der Vorticitygleichung nahm die numerische Wettervorhersage ihren Ausgang, da sie als Ausgangsgleichung für den ersten numerischen Vorhersageversuch von Charney, Fjörtoft und von Neumann [5] verwendet wurde.

In dieser Differentialgleichung kann man das H-Feld durch seine Orthogonalpolynome ersetzen, wenn man zugleich im ersten Glied die Reihenfolge der Differentiationen vertauscht. Man erhält so:

$$\sum_n \sum_k \frac{d\, b_{nk}}{d\, t} (f_{ni}'' g_{kj} + f_{ni} g_{kj}'') + \frac{1}{f} \sum_n \sum_k \sum_r \sum_s b_{nk} b_{rs} [f_{ni}' g_{kj} (f_{ri}'' g_{sj}' + f_{ri} g_{sj}'') - f_{ni} g_{kj}' (f_{ri}'' g_{sj} + f_{ri}' g_{sj}'')] + \beta \sum_n \sum_k b_{nk} f_{ni}' g_{kj} = 0$$

$$n, r = 0, 1, 2, \ldots, m-1 \qquad k, s = 0, 1, 2, \ldots, m'-1.$$

Hier kann $\frac{d}{d\, t}$ statt $\frac{\partial}{\partial\, t}$ geschrieben werden, da die b_{nk} nicht von x und y abhängen. Die Striche bedeuten Ableitungen der f_{ni} nach x und der g_{kj} nach y. Diese Gleichung muß für alle Punkte (x_i, y_j) gelten. Nachdem die f_{ni} und g_{kj} nur von x und y abhängen, nicht aber von t, ist dies eine Differentialgleichung 1. Ordnung, 2. Grades in t mit den $m \cdot m'$ unbekannten Funktionen $b_{nk}(t)$. Zur Zeit t_0 (Anfang des Prognosenzeitraumes) sind die Funktionswerte $b_{nk}(t_0)$ bekannt, das wären die Anfangsbedingungen.

Ein denkbarer Weg für die Lösung wäre: Man sieht die Differentialgleichungen zunächst als algebraische Gleichungen für die $d\, b_{nk}(t_0) : d\, t$ an und löst das System, da in der Praxis die Zahl der Gleichungen größer ist als die Zahl der Unbekannten, mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate. Man hat damit die Anfangsbedingungen in analytischer Darstellung gegeben, ebenso die Randbedingungen und damit hat man eine Hilfe für die numerische Integration.

Man könnte auch eine Lösung auf statistischem Weg suchen, indem man eine Regressionsgleichung sucht, die die 24stündigen Änderungen der b_{nk} mit den Anfangswerten $d\, b_{nk}(t_0) : d\, t$ verbindet. Man könnte dann aus dem angeführten Gleichungssystem Anfangswerte für $d\, b_{nk}(t_0) : d\, t$ ermitteln und aus diesen über die Regressionsgleichung ein Feld von 24stündigen Änderungen. Durch Addition dieses Änderungsfeldes zum Ausgangsfeld würde man eine Vorhersagekarte für das Höhenfeld nach 24 Stunden erhalten.

VI. Statistische Betrachtung der Darstellung des Höhenfeldes durch Orthogonalpolynome

Die Berechnung der Koeffizienten wurde zunächst für den Zeitraum von drei Jahren vollständig durchgeführt. Das heißt, es wurden alle 45 Koeffizienten der Zerlegung, ihre zugehörigen Korrelationskoeffizi-

enten und die Percentreductions berechnet. Außerdem wurde für jeden Tag das Streuungsquadrat der Höhenwerte um den Mittelwert des Feldes von der Maschine ausgegeben.

Wenn man beurteilen will, welche der Polynomkombinationen für die Darstellung am wichtigsten sind, muß man die Percentreductions

Tabelle 1. *Charakteristika der Percentreductions der einzelnen Polynomkombinationen*

a) Polynomkombination
b) höchste Percentreduction an einem Tag
c) Jahresmittel der höchsten Percentreductions

a)	01*	02*	03*	04	10*	11*	12*	13*	14*	20*	21*	22*	23*	24
b)	93	60	66	13	58	69	40	24	16	38	33	23	14	16
c)	82	40	29	9	43	36	26	15	8	25	19	16	8	5
a)	30*	31	32	33	34	40	41	42	43	44	50	51	52	53
b)	38	14	15	13	6	11	9	6	6	4	10	10	7	7
c)	20	7	9	6	3	8	5	3	2	2	5	2	2	2
a)	54	60	61	62	63	64	70	71	72	73	74	80	81	82
b)	5	4	5	4	8	4	2	1	<1	<1	2	7	3	2
c)	2	2	2	1	2	1	<1	<1	<1	<1	<1	1	1	<1
a)	83	84												
b)	15	8												
c)	2	2												

untersuchen, denn sie geben an, welchen Teil der Schwankung des Höhenfeldes um seinen Mittelwert die betreffenden Polynome zu erklären gestatten. Es zeigt sich, daß nur ein geringer Teil der 45 Kombinationen

Tabelle 2. *Charakteristika der verwendeten Polynomkombinationen*

a) Polynomkombination
b) höchste Percentreduction an einem Tag
c) mittlere Percentreduction an einem Tag
d) Jahresmittel der höchsten Percentreductions

a)	01	02	03	10	11	12	13	20	21	22	23	30
b)	93	60	66	58	69	40	24	38	33	23	14	38
c)	42	7	4	8	4	3	6	5	2	2	2	1
d)	82	40	29	43	36	26	15	25	19	16	8	20

wirklich Bedeutung für die Darstellung hat, denn die Größenordnungen der einzelnen Percentreductions schwanken stark, wie aus Tabelle 1 zu entnehmen ist. Diese Tabelle zeigt, daß man offensichtlich einen hohen Prozentsatz der Schwankung erklären können wird, wenn man sich auf die in Tabelle 1 mit einem Stern bezeichneten Polynomkombinationen beschränkt. Sie sind der Übersicht halber in Tabelle 2 noch einmal zusammengestellt.

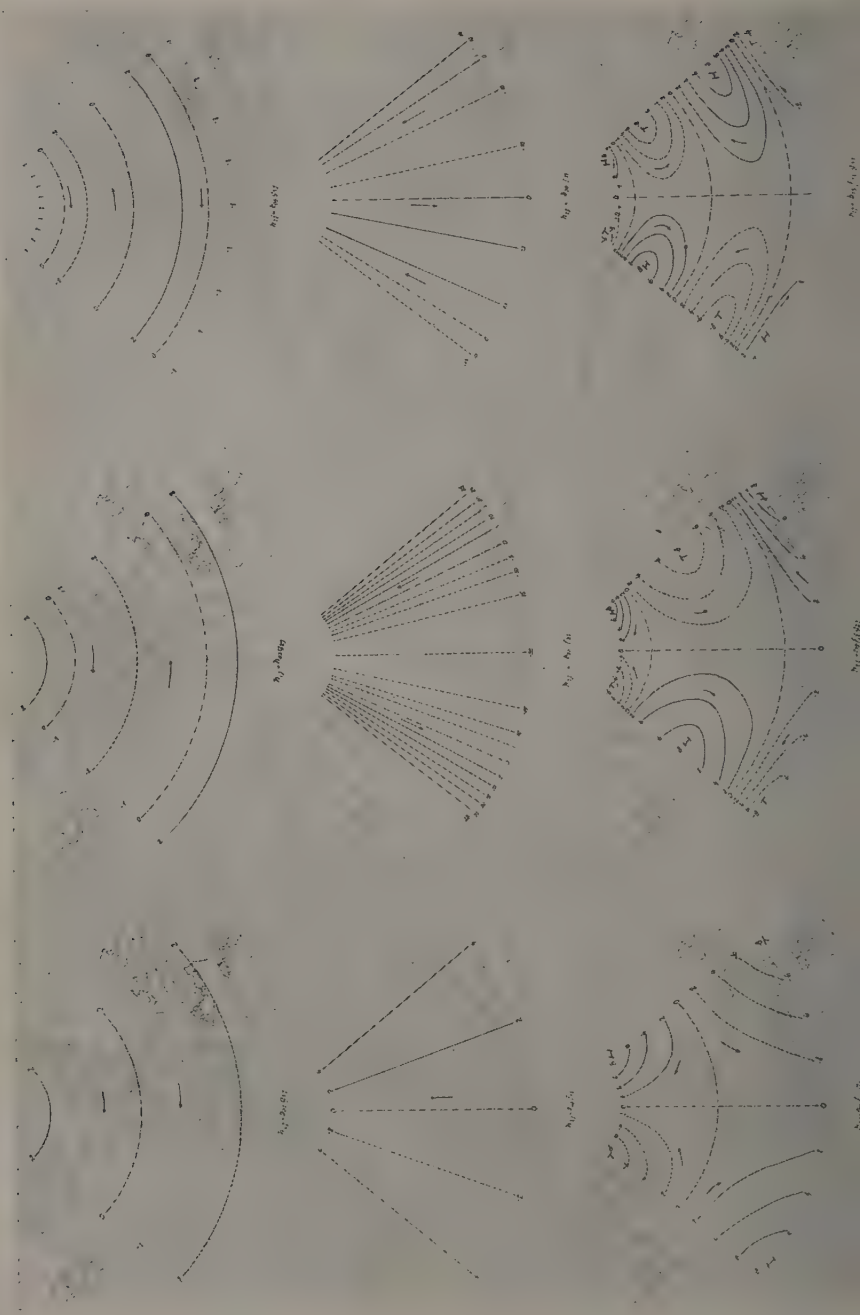


Abb. 1. Kartendarstellung der den zwölf verwendeten Polynomkombinationen zugehörigen Zirkulationstypen (s. Text)

Die Auswahl dieser zwölf Orthogonalpolynomkombinationen erfolgte unter Berücksichtigung der Tatsache, daß sie eine hohe Percentreduction nicht nur einmal ergeben, wie z. B. Polynomkombination 83, sondern in allen Monaten (folgt aus den Zeilen c und d der Tabelle 2). Das werden auch die monatlichen Häufigkeitsverteilungen zeigen (s. Abschnitt VII).

Für die Praxis ist es nicht nötig, die gesamte Schwankung erklären zu können, es genügt, wenn man möglichst häufig einen hohen Prozentsatz erreicht. In den drei untersuchten Jahren lag das Mittel der Gesamtpercentreduktion bei 87,7%. Die Monatsmittel schwankten zwischen 85,0% (Juni, Juli) und 92,1% (Oktober). An einzelnen Tagen kommen natürlich auch wesentlich geringere oder höhere Werte vor.

VII. Die Bedeutung der Orthogonalpolynome

Man kommt zu einer Vorstellung des physikalischen Hintergrundes der Zerlegung in Orthogonalpolynome, wenn man sich die einzelnen Polynomkombinationen, versehen mit einem Faktor, z. B. 1, kartenmäßig darstellt. Dies wurde für die oben angeführten Polynomkombinationen auch durchgeführt (Abb. 1).

Die reinen Polynome in y haben die Indizes $0k$ ($k \neq 0$). Dargestellt auf einer Karte ergeben sie breitenkreisparallele (zonale) Strömungen (Abb. 1, 1. Zeile). Sie verlaufen von W nach E, wenn die positiven Werte von g_{kj} im Süden des betrachteten Gebietes liegen, also wenn z. B. der Koeffizient des Gliedes g_{1j} negativ ist. Bei höheren Polynomen mit $k > 1$ treten im betrachteten Gebiet sowohl westliche als auch östliche Strömungen auf, wie dies in den Abbildungen durch die Strömungspfeile angegeben ist.

Tabelle 3. *Die Zusammensetzung der Percentreductions der vier Hauptgruppen aus denen der einzelnen Polynomkombinationen*

Polynomkombination		01	02	03	10	20	30	11	12	13	21	22	23	I	II	III	IV	Gesamtreduktion
Januar	1956	44,9	9,4	3,4	6,2	7,2	1,7	7,8	2,3	2,7	0,9	3,3	0,6	57,7	15,1	12,8	4,8	90,4
	1957	50,2	7,0	4,5	10,6	3,4	1,3	3,7	6,0	0,8	2,0	2,2	0,8	61,7	15,3	10,5	5,0	92,5
	1958	39,5	6,8	2,1	13,8	4,9	2,8	10,1	2,7	1,8	2,5	2,3	0,6	48,4	21,5	14,6	5,4	89,9
	Mittel	44,9	7,7	3,3	10,2	5,2	1,9	7,2	3,7	1,8	1,8	2,6	0,7	55,9	17,3	12,7	5,1	91,0
Februar	1956	15,8	4,9	8,7	7,5	8,3	8,3	13,6	4,8	3,3	3,3	5,4	1,3	29,4	24,1	21,7	10,0	85,2
	1957	29,2	23,8	1,0	7,0	5,8	1,5	5,1	7,3	2,3	2,4	2,2	0,9	54,0	14,3	14,7	5,5	88,5
	1958	34,5	16,8	2,1	9,0	3,1	5,6	7,2	2,1	2,6	2,2	1,3	1,0	53,4	17,7	11,9	4,5	87,5
	Mittel	26,5	15,2	3,9	7,8	5,7	5,1	8,6	4,7	2,7	2,6	3,0	1,1	45,6	18,6	16,0	6,7	86,9
März	1956	30,5	3,2	4,3	18,7	7,0	3,0	8,4	9,0	2,3	1,5	2,4	0,8	38,0	28,7	19,7	4,7	91,1
	1957	27,0	9,5	4,1	9,2	5,3	3,3	3,2	9,3	3,1	6,5	1,3	1,5	40,6	17,8	15,6	9,3	83,3
	1958	10,6	12,9	13,7	15,4	4,4	4,6	7,7	6,6	2,6	2,1	1,5	1,2	37,2	24,4	16,9	4,8	83,3
	Mittel	22,7	8,5	7,4	14,4	5,6	3,6	6,4	8,3	2,7	3,4	1,7	1,2	38,6	23,6	17,4	6,3	85,9
April	1956	29,1	8,3	1,1	14,0	3,6	3,0	5,4	1,5	4,7	5,7	2,1	2,7	38,5	20,6	11,6	10,5	81,2
	1957	34,8	9,2	2,0	10,0	4,3	2,6	9,4	6,0	3,4	2,3	3,7	0,6	46,0	16,9	18,8	6,6	88,3
	1958	37,9	4,6	8,4	10,0	2,2	3,4	10,1	2,0	4,2	2,3	1,4	0,9	50,9	15,6	16,3	4,6	87,4
	Mittel	33,9	7,4	3,8	11,3	3,4	3,0	8,3	3,2	4,1	3,4	2,4	1,4	45,1	17,7	15,6	7,2	85,6
Mai	1956	62,9	3,2	3,0	2,8	2,3	1,2	5,4	4,2	2,1	1,4	1,5	1,3	69,1	6,3	11,7	4,2	91,3
	1957	23,9	9,9	2,9	8,1	4,9	4,2	6,9	11,8	1,2	2,1	2,7	1,4	36,7	17,2	19,9	6,2	80,0
	1958	41,3	7,6	4,9	4,9	3,9	2,0	6,2	3,3	2,7	3,5	3,5	1,0	53,8	10,8	12,2	8,0	84,8
	Mittel	42,7	6,9	3,6	5,3	3,7	2,5	6,2	6,4	2,0	2,3	2,6	1,2	53,2	11,5	14,6	6,1	85,4
Juni	1956	48,8	4,2	2,2	11,2	1,9	2,2	7,1	4,5	2,5	1,1	1,3	0,8	55,2	15,3	14,1	3,2	87,8
	1957	37,8	4,5	1,8	6,5	5,9	2,1	7,8	8,2	4,6	2,5	3,2	0,7	44,1	14,5	20,6	6,4	85,6
	1958	30,7	11,6	5,9	4,7	5,2	2,8	8,2	5,5	1,5	0,9	2,9	1,1	48,2	12,7	15,2	4,9	81,0
	Mittel	39,1	6,8	3,3	7,5	4,3	2,4	7,7	6,1	2,9	1,5	2,5	0,9	49,2	14,2	16,7	4,9	85,0

Juli	1956	35,0	7,4	5,3	8,1	3,5	1,7	12,4	4,2	1,3	2,0	2,0	2,6	47,7	13,3	17,9	6,6	85,5
	1957	37,7	4,7	4,2	7,6	3,3	3,0	13,4	2,5	2,6	0,6	1,7	0,8	46,6	13,9	18,5	3,1	82,1
	1958	44,1	8,1	3,6	10,4	2,2	1,7	3,1	5,9	1,8	3,6	1,6	1,5	55,8	14,3	10,8	6,7	87,6
	Mittel	38,9	6,7	4,4	8,7	3,0	2,1	9,6	4,2	1,9	2,1	1,8	1,6	50,0	13,8	15,7	5,5	85,0
August	1956	42,4	12,3	4,7	13,7	2,6	1,0	4,0	1,4	3,2	1,2	1,6	0,9	59,4	17,3	8,6	3,7	89,0
	1957	58,5	2,9	2,8	4,5	3,6	1,5	5,9	3,0	1,8	1,0	2,9	0,9	64,2	9,6	10,7	4,8	89,3
	1958	39,8	10,1	3,9	5,7	1,6	4,0	4,1	9,2	1,3	2,0	1,3	1,4	53,8	11,3	14,6	4,7	84,4
	Mittel	46,9	8,4	3,8	8,0	2,6	2,2	4,7	4,5	2,1	1,4	1,9	1,1	59,1	12,8	11,3	4,4	87,6
September	1956	52,0	4,9	3,0	3,3	1,9	3,8	4,6	7,8	2,0	1,6	2,0	2,1	59,9	9,0	14,4	5,7	89,0
	1957	45,2	7,6	4,4	5,4	2,6	2,0	4,9	5,4	4,4	1,0	2,3	1,5	57,2	10,0	14,7	4,8	86,7
	1958	48,9	3,4	3,6	5,6	6,0	3,3	3,8	6,7	1,4	1,5	2,4	1,1	55,9	14,9	11,9	5,0	87,7
	Mittel	48,7	5,3	3,7	4,8	3,5	3,0	4,4	6,6	2,6	1,4	2,2	1,6	57,7	11,3	13,6	5,2	87,8
Oktober	1956	62,6	2,8	6,1	3,6	3,5	3,8	2,0	1,0	1,0	1,3	1,8	0,8	71,5	10,9	4,0	3,9	90,3
	1957	69,6	2,8	5,7	4,6	1,5	2,1	2,7	1,7	0,8	0,6	2,0	0,3	78,1	8,2	5,2	2,9	94,4
	1958	55,0	3,9	3,9	4,2	6,0	2,7	4,7	4,2	1,9	1,5	3,4	0,5	62,8	12,9	10,8	5,4	91,9
	Mittel	62,4	3,2	5,2	4,1	3,7	2,9	3,1	2,3	1,2	1,1	2,4	0,5	70,8	10,7	6,6	4,0	92,1
November	1956	47,2	3,0	2,7	9,9	4,5	3,6	9,6	3,4	2,5	1,4	2,8	1,0	52,9	18,0	15,5	5,2	91,6
	1957	39,4	7,7	5,6	5,0	11,2	1,9	3,4	3,3	1,8	2,9	4,6	1,9	52,7	18,1	8,5	9,4	88,7
	1958	53,7	3,8	1,6	8,8	4,6	1,6	4,6	4,8	2,3	2,0	3,4	0,6	59,1	15,0	11,7	6,0	91,8
	Mittel	46,8	4,8	3,3	7,9	6,8	2,4	5,9	3,8	2,2	2,1	3,6	1,2	54,9	17,1	11,9	6,9	90,8
Dezember	1956	45,8	3,6	4,5	11,9	6,2	1,6	6,6	5,7	1,7	1,4	1,9	0,8	53,9	19,7	14,0	4,1	91,7
	1957	57,1	4,7	5,5	5,4	4,5	1,3	1,9	2,5	0,9	3,2	1,7	1,0	67,3	11,2	5,3	5,9	89,7
	1958	38,2	15,2	2,6	8,8	6,7	1,4	4,4	4,4	1,9	1,7	2,3	0,9	56,0	16,9	10,7	4,9	88,5
	Mittel	47,0	7,8	4,2	8,7	5,8	1,4	4,3	4,2	1,5	2,1	2,0	0,9	59,0	15,9	10,0	5,0	89,9

Tabelle 4. *Monats-, Jahreszeiten- und Jahresmittel der Percentreductions der einzelnen Polynomkombinationen (PK), der Hauptgruppen und der Gesamtpercentreduction (GPR)*

PK	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Wi	Fr	So	He	Jahr
01	44,9	26,5	22,7	33,9	42,7	39,1	38,9	46,9	48,7	62,4	46,8	47,0	39,5	33,1	41,6	52,6	41,7
02	7,7	15,2	8,5	7,4	6,9	6,8	6,7	8,4	5,3	3,2	4,8	7,8	10,2	7,6	7,3	4,4	7,4
03	3,3	3,9	7,4	3,8	3,6	3,3	4,4	3,8	3,7	5,2	3,3	4,2	3,8	4,9	3,8	4,1	4,2
10	10,2	7,8	14,4	11,3	5,3	7,5	8,7	8,0	4,8	4,1	7,9	8,7	8,9	10,3	8,1	5,3	8,2
20	5,2	5,7	5,6	3,4	3,7	4,3	3,0	2,6	3,5	3,7	6,8	5,8	5,6	4,2	3,3	4,7	4,4
30	1,9	5,1	3,6	3,0	2,5	2,4	2,1	2,2	3,0	2,9	2,4	1,4	2,8	3,0	2,2	2,8	2,7
11	7,2	8,6	6,4	8,3	6,2	7,7	9,6	4,7	4,4	3,1	5,9	4,3	6,7	7,0	7,3	4,5	6,4
12	3,7	4,7	8,3	3,2	6,4	6,1	4,2	4,5	6,6	2,3	3,8	4,2	4,2	6,0	4,9	4,2	4,8
13	1,8	2,7	2,7	4,1	2,0	2,9	1,9	2,1	2,6	1,2	2,2	1,5	2,0	2,9	2,3	2,0	2,3
21	1,8	2,6	3,4	3,4	2,3	1,5	2,1	1,4	1,4	1,1	2,1	2,1	2,2	3,0	1,7	1,5	2,1
22	2,6	3,0	1,7	2,4	2,6	2,5	1,8	1,9	2,2	2,4	3,6	2,0	2,5	2,2	2,1	2,7	2,4
23	0,7	1,1	1,2	1,4	1,2	0,9	1,6	1,1	1,6	0,5	1,2	0,9	0,9	1,3	1,2	1,1	1,1
I	55,9	45,6	38,6	45,1	53,2	49,2	50,0	59,1	57,7	70,8	54,9	59,0	53,5	45,6	52,8	61,1	53,3
II	17,3	18,6	23,6	17,7	11,5	14,2	13,8	12,8	11,3	10,7	17,1	15,9	17,3	17,6	13,6	13,0	15,4
III	12,7	16,0	17,4	15,6	14,6	16,7	15,7	11,3	13,6	6,6	11,9	10,0	12,9	15,9	14,6	10,7	13,5
IV	5,1	6,7	6,3	7,2	6,1	4,9	5,5	4,4	5,2	4,0	6,9	5,0	5,6	6,5	4,9	5,4	5,6
GPR	91,0	86,9	85,9	85,6	85,4	85,0	85,0	87,6	87,8	92,1	90,8	89,9	89,3	85,6	85,9	90,2	87,7

Die reinen Polynome in x haben die Indizes $n0$ ($n \neq 0$). Dargestellt auf einer Karte ergeben sie meridionale Strömungen (Abb. 1, 2. Zeile). Sie verlaufen von S nach N, wenn die positiven Werte von f_{ni} im Osten des betrachteten Gebietes liegen, also wenn z. B. der Koeffizient von f_{1i} positiv ist. Bei höheren Polynomen mit $n > 1$ treten im betrachteten Gebiet sowohl nördliche als auch südliche Strömungen auf, wie dies in den Abbildungen durch die Strömungspfeile angegeben ist.

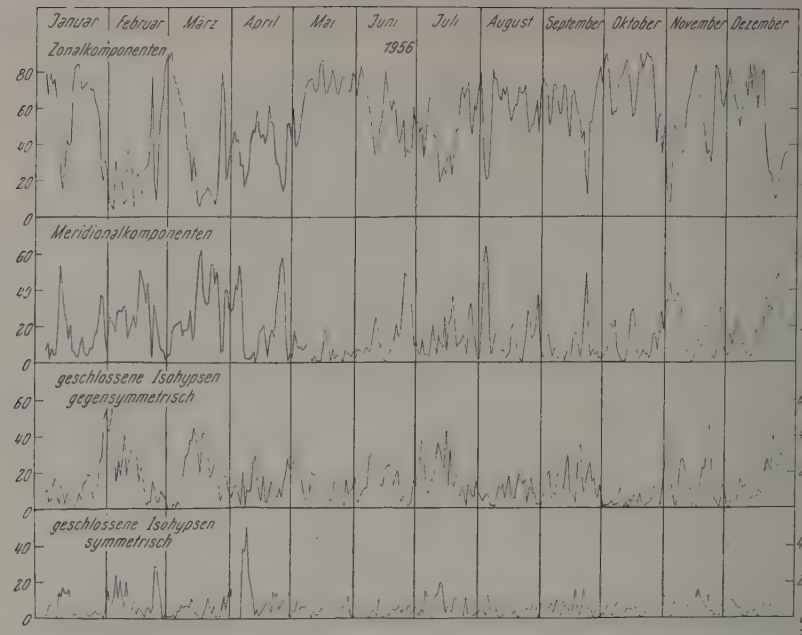
Die Polynomkombinationen (Produkte eines Polynoms in x und eines Polynoms in y) haben die Indizes nk ($n \neq 0$, $k \neq 0$). Dargestellt auf einer Karte ergeben sie Strömungen um geschlossene Isohypsenzentren. Je höher die Ordnung der Polynome, desto mehr geschlossene Zentren sind im Raume der Karte. Dabei sind die Symmetrieverhältnisse des Kartenbildes verschieden, je nachdem, welche Polynome man kombiniert. Kombinationen von der Form $f_{2r,i}g_{kj}$ sind symmetrisch um den Nullmeridian (Abb. 1, 3. Zeile), Kombinationen von der Form $f_{2r+1,i}g_{kj}$ sind gegensymmetrisch um ihn, d. h. einem Tief im Westen entspricht ein Hoch im Osten in gleicher Breite oder umgekehrt (Abb. 1, 4. Zeile).

Jedes Höhenfeld läßt sich also in drei Anteile zerlegen: 1. in die zonale Strömung, 2. in die meridionale Strömung und 3. in die Strömung um Druckzentren. Je nachdem, welcher dieser Teile überwiegt, werden auch die Koeffizienten der entsprechenden Polynomkombinationen verschieden groß sein und auch ihre Percentreductions. Damit müßte es auch möglich sein, die Wetterlagen durch die Größenverhältnisse der Koeffizienten bzw. ihrer zugehörigen Percentreductions, zu charakterisieren. Dies wird in einer künftigen Untersuchung durchzuführen sein.

Entsprechend den gemeinsamen Eigenschaften kann man die zwölf verwendeten Polynome in vier Gruppen teilen, wie dies für die Betrachtung des Jahresganges und des Zusammenhanges mit dem Zonalindex gemacht wurde. Die Gruppen sind:

I. Zonalkomponenten	Indizes: 01, 02, 03
II. Meridionalkomponenten	Indizes: 10, 20, 30
III. Gegensymmetrische Zentren	Indizes: 11, 12, 13
IV. Symmetrische Zentren	Indizes: 21, 22, 23

Wie aus den Tabellen 3 und 4 zu erkennen ist, zeigen die Percentreductions keinen ausgesprochenen Jahresgang. Dagegen tritt in der Abb. 2, welche für die vier Hauptgruppen die Percentreductions jedes Tages bringt, eine Art Periodizität in den einzelnen Kurven auf, die jedoch nicht streng gilt, d. h. deren Dauer nicht immer gleich lang und die zeitweilig unterbrochen ist. Dabei verlaufen die Kurven gegeneinander verschoben; wenn die Kurve der Zonalkomponente von hohen Werten gegen niedere fällt, steigen die Kurve der Meridionalkomponente und dagegen wieder etwas verschoben die Kurven der Komponenten um geschlossene Zentren an. Dies weist auf einen Zusammenhang mit dem Zyklus des Zonal Index (Namias [*14*]) hin. Dieser stellt ja einen Wechsel zwischen vorherrschender zonaler oder meridionaler Komponente dar und das drückt sich eben in einem Wechsel der dominierenden Orthogonal-



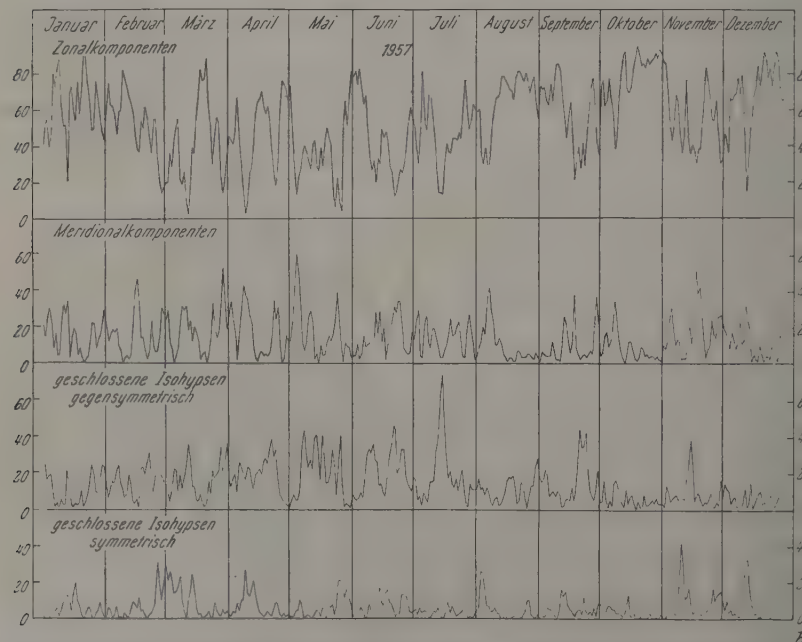


Abb. 2*a* und *b*. Die täglichen Werte der Percentreductions der vier Hauptgruppen (1956—1957)

polynome aus. Einen statistischen Nachweis findet man dafür, wenn man die Korrelationskoeffizienten zwischen den einzelnen Hauptgruppen bildet. Es wurden als Stichprobe die Korrelationskoeffizienten im Halbjahr Januar bis Juni 1958 zwischen der Hauptgruppe I und den drei anderen berechnet, das Ergebnis zeigt Tabelle 5. Ein Vergleich mit der bei Brooks and Carruthers [4] auf S. 221 gegebenen Tabelle über die Signi-

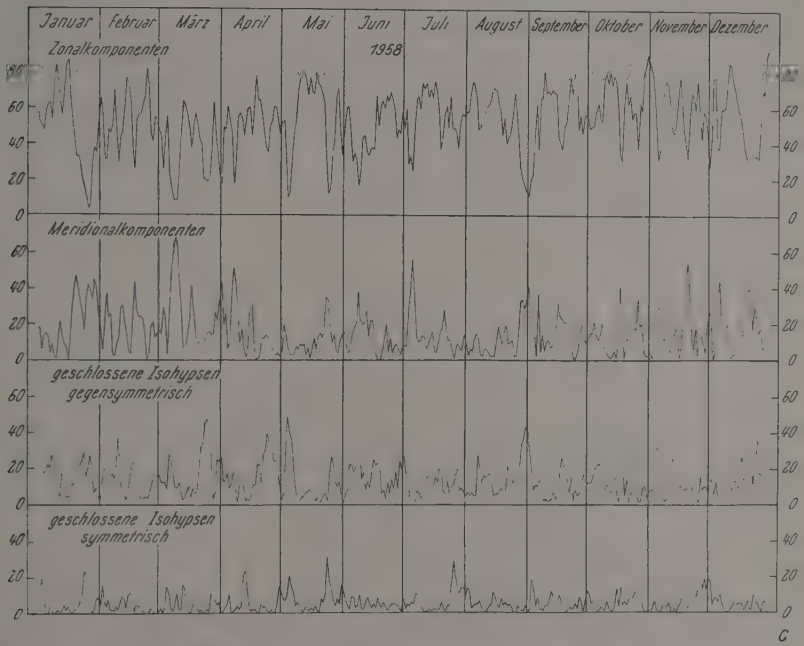


Abb. 2c. Die täglichen Werte der Percentreductions der vier Hauptgruppen (1958)

fikanz von Korrelationskoeffizienten zeigt, daß die angegebenen Korrelationskoeffizienten hoch signifikant sind (bei einer Signifikanz von 0,001 liegt die Grenze bei 100 Paaren bei 0,324, die in Tabelle 5 angegebenen

Tabelle 5. *Die Korrelationskoeffizienten zwischen den vier Hauptgruppen*

Kombination der Hauptgruppen	I—II	I—III	I—IV
Korrelationskoeffizient	— 0,593	— 0,578	— 0,488

Korrelationskoeffizienten wurden aus je 181 Paaren berechnet). Deutlich zeigt sich, daß einem hohen Wert der Zonalkomponente ein niederer der Meridionalkomponente entspricht. Man darf jedoch diese signifikanten Korrelationskoeffizienten nicht als Nachweis für stationäre Perioden auffassen. Ein Vergleich mit der Darstellung der täglichen Werte (Abb. 2) zeigt, daß die ganze Indexperiode nicht immer gleich gut ausgeprägt ist.

Neben fünf- bis sechswöchigen Indexzyklen treten auch rasche Wechsel zwischen high-index und low-index Lagen auf, die aber für den Korrelationskoeffizienten in gleicher Weise wirksam sind.

VIII. Darstellung einer Wetterlage durch die Orthogonalpolynome

Die Änderung der Koeffizienten der Orthogonalpolynome im Verlauf der Entwicklung einer Wettersituation soll an einem Beispiel gezeigt werden.

Am 25. 2. 1958 zeigte das zonale Windprofil ein Ostwindmaximum bei 60° N und ein Westwindmaximum bei 45° N (Abb. 3, 1. Bild). In den nächsten Tagen stellte sich die Lage ganz um. Am 27. 2. war eine ausgesprochen meridionale Lage erreicht (der Zonalwind wies nirgends mehr ein gut ausgebildetes Extrem auf), dann entstand ein Westwindmaximum in der gleichen Breite, in der vorher das Ostwindmaximum war. Um 45° N gab es zunächst keine Zonalkomponente, am 5. 3. war eine leichte Ostwindkomponente (— 1 m/sec) dort vorhanden. Gleichzeitig bildete sich bei 70° N eine an Stärke zunehmende Ostströmung aus, die am 5. 3. mit — 11,5 m/sec ihr Maximum erreichte.

Synoptisch betrachtet zeigte sich die Umstellung folgendermaßen (Abb. 3, 2. bis 6. Bild): Die Ausgangslage (25. 2. 1958, 00.00 GMT) zeigte in der 850 mb-Karte ein ausgedehntes Tiefdruckgebiet, das von der Atlantikküste der Pyrenäenhalbinsel über die Britischen Inseln in nordöstlicher Richtung bis Finnland reichte mit einem Teiltief über Nordafrika. Über dem Nordatlantik und Grönland lagerte ein ausgedehntes Hochdruckgebiet mit einzelnen voneinander abgesetzten Kernen. Auch Ägypten war von einem Hochdruckgebiet eingenommen. Diese Drucklage erklärt leicht das zonale Windprofil vom 25. 2. Bis zum 27. 2. hatte das Azorenhoch einen Keil bis Island vorgeschoben, dabei stellte sich die Achsenrichtung des Tiefs über Europa von Südwest—Nordost auf Süd—Nord auf, ebenso gab es einen Hochdruckvorstoß über den Balkan nach Norden, daher die geringen Werte im Zonalwindprofil vom 27. 2. Das Tief über Mitteleuropa stand im Norden mit einem von Kanada her nach Grönland vorgedrungenen Tief in Verbindung. Bis zum 1. 3. waren die Nordteile der beiden genannten Hochdruckgebiete gegeneinander vorgedrungen und hatten über dem südlichen Mitteleuropa und Südeuropa einen Tiefkern von dem vor zwei Tagen über Mitteleuropa liegenden Tief abgespalten. Das zonale Windprofil zeigt den starken Westwind auf der Nordseite der sich gegeneinander bewegenden Hochs und die nur schwache Zonalkomponente im Raum von Südeuropa, das von dem Zentraltief eingenommen wurde. Im weiteren bewegte sich unter teilweiser Auffüllung der Tiefs das ganze System in östlicher Richtung, so daß der Zonalwind im wesentlichen ungeändert blieb. Im Norden breiteten sich bis zum 5. 3. ein Hochdruckgebiet über dem Polarmeer und südlich davon eine weit ausgedehnte Tiefdruckzone (von Island bis Nowaja Semlja) aus, wodurch sich der zunehmende Ostwind in den Zonalwindprofilen vom 3. und 5. 3. erklärt. Über Mitteleuropa drang ein Keil des Azorenhochs vor, daher das Westwindmaximum in 60° N.

In der Darstellung der Drucklagen der einzelnen Tage durch die Orthogonalpolynome ist in der Kurve der Percentreductions der Hauptgruppen

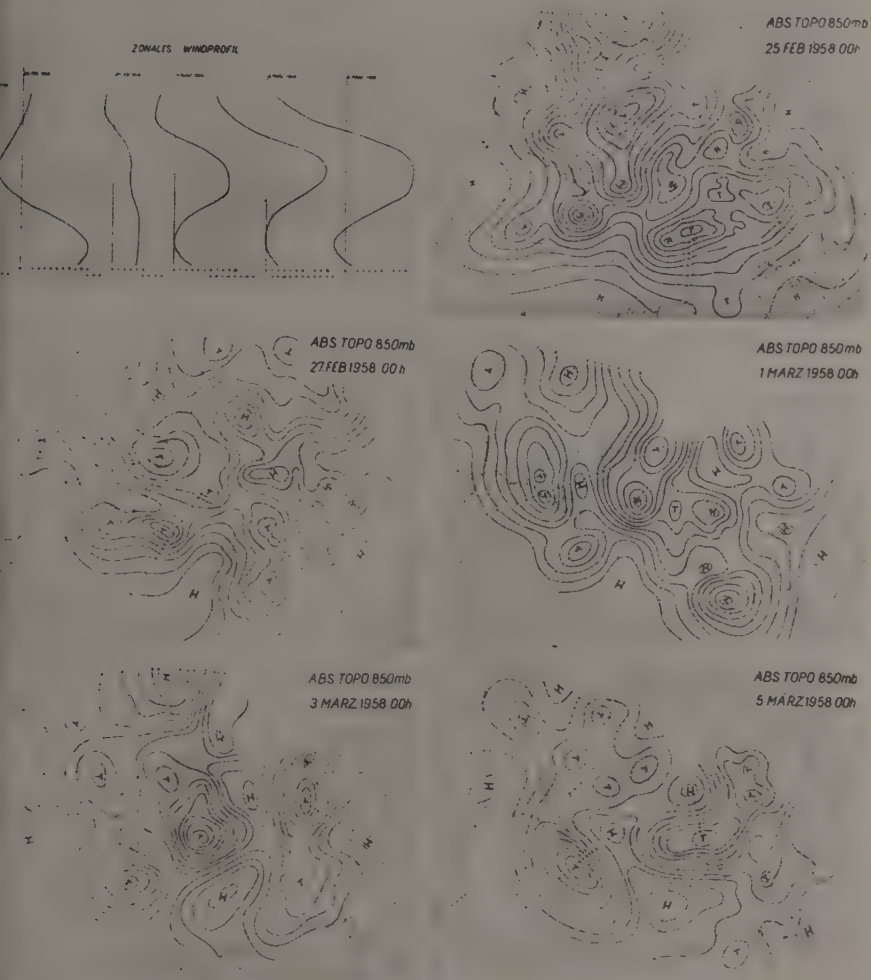


Abb. 3. Zonale Windprofile und 850 mb-Karten vom 25. 2. bis 5. 3. 1958

deutlich der Abfall von der zonalen Lage am Anfang der Periode und der Wiederanstieg der Zonalität am Ende zu erkennen (Hauptgruppe I in

Abb. 4*c*). Dagegen steigt der Anteil der Meridionalzirkulation zunächst bis zum 27. 2. und nach einem 2. Maximum am 3. 3. sinkt er wieder auf den niedrigen Anfangswert zurück (Hauptgruppe II in Abb. 4*c*). Das zweite Maximum ist durch die Achsenlage des nach Osten abwandernden mitteleuropäischen Tiefs bedingt.

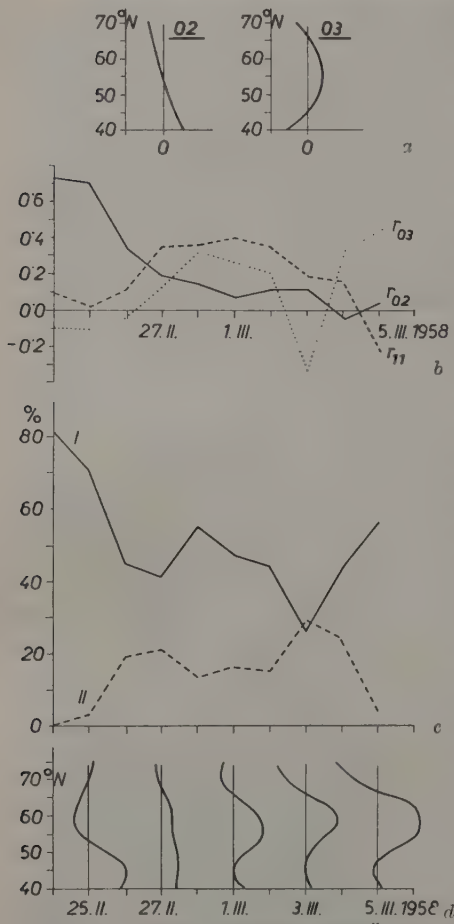


Abb. 4. Zonale Windprofile und Änderung der Koeffizienten einiger Polynome in der Zeit vom 25. 2. bis 5. 3. 1958 (s. Text)

Untersucht man den Anteil der einzelnen Polynome an Hand der Korrelationskoeffizienten r_{ij} (man kann sie als auf die Streuung der Lage normierte Koeffizienten auffassen), dann erkennt man am Anfang der Periode ein Dominieren des Polynoms g_{2j} mit positiven Koeffizienten, d. h. Ostwind nördlich 55° N, Westwind südlich davon. Das zweite wichtige Polynom, dessen Gang dargestellt ist, ist g_{3j}, es tritt schwächer und mit negativem Koeffizienten auf, gemeinsam mit dem nicht dargestellten g_{1j} ist es für die Erfassung der Westkomponente im Norden des 70. Breitengrades nötig. Zum Vergleich sind in Abb. 4*a* auch die zonalen Windprofile gezeichnet, die entstünden, wenn sich die Druckverteilung nur durch das Polynom g_{2j}, bzw. g_{3j} darstellen ließe. Die Einheiten in der Abszissenrichtung sind nicht angegeben, da die Größe der Windgeschwindigkeit mit dem Koeffizienten des Polynoms zusammenhängt. Im Mittelteil der Periode treten die Kombinationen, die eine gegensymmetrische Anordnung der Drucksituation angeben, stärker in Erscheinung, sie sagen jedoch nichts über das Verhalten des Zonalwindes aus (Kurve von r_{11} in Abb. 4*b*). Am Ende der Periode wird das Polynom g_{3j} vorherrschend gegenüber g_{2j} im Gegensatz zum Anfang der Periode. Das Vorzeichen ist jetzt positiv, zwischen einem Breitenkreis etwas südlich des 50. und einem Breitenkreis zwischen 65 und 70° N herrscht also jetzt Westwind in ungefähr demselben Gebiet, in dem am Anfang der Periode Ostwind war.

Literatur

1. *Air Ministry*: Meteorological Report on South China. London, 1945.
2. Baur, F.: Musterbeispiele europäischer Großwetterlagen. Wiesbaden, 1947.
3. Bergeron, T.: Grundlinien einer dynamischen Klimatologie. Met. Z. **47**, 246—262 (1930).
4. Brooks, C. E. P., and N. Carruthers: Handbook of Statistical Methods in Meteorology. London, 1953.
5. Charney, J., R. Fjörtoft and J. v. Neumann: Numerical Integration of the Barotropic Vorticity Equation. Tellus **2**, 237—254 (1950).
6. Dove, H. W.: Einige meteorologische Untersuchungen über den Wind. Ann. Phys. Chem. **11**, 545—590 (1827).
7. Friedman, D. G.: Specification of Temperature and Precipitation in Terms of Circulation Patterns. J. Met. **12**, 428—435 (1955).
8. Hess, P., und H. Brezowsky: Katalog der Großwetterlagen Europas. Ber. Deutsch. Wetterdienst US-Zone, Nr. 33, Kissingen, 1952.
9. Jacobs, W. C.: Wartime Developments in Applied Climatology. Meteorol. Monographs **1**, No. 1 (1947).
10. Jorgensen, D. L.: Prediction of Hurricane Motion with Use of Orthogonal Polynomials. J. Met. **16**, 21—29 (1959).
11. Köppen, W.: Über die Abhängigkeit des klimatischen Charakters der Winde von ihrem Ursprung. Rep. Met. **4**, Nr. 4 (1874).
12. Lauscher, F.: Dynamische Klimaskizze von Österreich. In: Flohn, H.: Witterung und Klima in Mitteleuropa. Stuttgart, 1954.
13. Malone, T. F.: Studies in Synoptic Climatology. Mass. Inst. Techn., Dep. Meteor., Final Rep. No. N5ori-07883 (1956).
14. Namias, J., and P. F. Clapp: Observational Studies of General Circulation Patterns. In: Compendium of Meteorology, p. 551 –568. Boston, 1951.
15. Rossby, C. G.: Relation between Variations in the Intensity of the Zonal Circulation of the Atmosphere and the Displacement of Semipermanent Centers of Action. J. Mar. Res. **2**, 38—55 (1939).
16. Wadsworth, G. P., and J. G. Bryan: Short Range and Extended Forecasting by Statistical Methods. Air Weather Service, Techn. Rep. No. 105—38 (1948).

551.518.8

(Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin)

Ergebnisse einer sechsjährigen Frontenstatistik der Nordhalbkugel

Von

G. Malkowski

Mit 2 Textabbildungen

Zusammenfassung. Zur Prüfung der Frage, inwieweit die in den Hemisphären-Bodenkarten der Nordhalbkugel enthaltenen vier Hauptfrontentypen (Warmfronten, Kaltfronten, Okklusionen und quasistationäre Fronten) hinsichtlich ihrer Ausdehnung (Länge) einen jährlichen Gang zeigen, wurde der Zeitraum 1951—1956 näher untersucht. Ferner wurde das „Mischungsverhältnis" der vier Frontenarten bestimmt. Als Grundlage der Untersuchung dienten die Synoptic Weather Maps des US Weather Bureau.

Summary. The possible existence of an annual variation of the extension (length) of the four primary types of fronts (warm, cold, occluded, quasi-stationary) on the northern hemisphere is investigated. The "mixing ratio" of the different types of fronts is determined. The data used were the surface Synoptic Weather Maps, 1951—1956, of the US Weather Buerau.

Résumé. L'auteur examine la période 1951 à 1956 à l'aide des U. S. synoptic weather maps en vue de savoir si, dans l'hémisphère Nord, l'apparition des quatre types principaux de fronts (chauds, froids, occlus et quasi stationnaires) obéit à un rythme annuel. La "proportion de mélange" de ces quatre types est determinée.

Es ist allgemein bekannt, daß das meridionale troposphärische Temperaturgefälle einen ausgeprägten jährlichen Gang aufweist mit einem Maximum im Winter und einem Minimum im Sommer. Man kann daher erwarten, daß die Häufigkeit von Fronten in der Bodenkarte ein ähnliches Verhalten zeigt. Zur Prüfung dieser Frage wurde für die 6 Jahre 1951 bis 1956 die Länge der vier Hauptfrontenarten (Warmfronten, Kaltfronten, Okklusionen und quasistationäre Fronten) mittels eines Kurvenmeßgerätes für jeden Tag auf den Synoptic Weather Maps des US Weather Bureau bestimmt. Die Summe der vier Frontenlängen (Gesamtfronten-

länge der Nordhalbkugel) wurde (nach Umrechnung auf eine mittlere Breitenlage wegen der Breitenabhängigkeit des Maßstabes) als plausibles Maß für die Häufigkeit von Fronten in der Bodenkarte benutzt und der Auswertung unterworfen. Außerdem wurde das Mischungsverhältnis der vier Frontenarten festgestellt und geprüft, ob auch hier ein jährlicher Gang vorliegt. Bevor Einzelheiten mitgeteilt werden, soll noch bemerkt werden, daß es sich wegen der Subjektivität des Begriffes „Front" bei der oben definierten Gesamtfrontenlänge bzw. bei den vier Teilfrontenlängen natürlich nicht um eine exakte Beobachtungsgröße wie z. B. Luftdruck, Wind usw. handelt. Die erhaltenen Ergebnisse dürften aber trotzdem interessant sein, da der Synoptiker zur Zeit noch dauernd mit dem Phänomen „Front" zu tun hat und daher wissen sollte, welche Zusammenhänge die Fronten mit der allgemeinen Zirkulation zeigen und welche Zahlenwerte hinsichtlich Länge und Anteil an der Gesamthäufigkeit der Fronten dabei vorkommen können.

Zur Charakterisierung der auftretenden Größenordnungen seien zunächst folgende Zahlenwerte genannt: als mittlere tägliche Gesamtfrontenlänge auf der Nordhalbkugel über die 6 Jahre ergab sich:

$$F = 66400 \pm 9800 \text{ [km]}.$$

Die mittlere Gesamtfrontenlänge auf der Nordhalbkugel entspricht also dem 1,7fachen des Äquatorumfanges. Nimmt man eine mittlere Breitenlage der Fronten von 50° n. Br. an, so bedeutet dies, da der Umfang dieses Parallelkreises 25.800 km beträgt, daß eine ziemliche Verzahnung der beiden Hauptluftmassen Warmluft—Kaltluft vorliegt, ein Befund, der jedem Synoptiker bestens bekannt ist.

Im jährlichen Gang der mittleren täglichen Gesamtfrontenlänge F, bestimmt aus den 6 einzelnen Jahresgängen 1951—1956, liegt nach Tabelle 1 ein ausgeprägtes Maximum im März und ein Minimum im Juli.

Tabelle 1. *Jahresgang der mittleren täglichen Gesamtfrontenlänge auf der Nordhalbkugel (1951—1956)*

.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Mittel	
00	70000	74000	69800	66700	62600	54900	57000	63400	68300	71200	69500	66400	km

Die Jahresschwankung beträgt dabei 19.100 km, das sind 26% des Maximalwertes im März. Die Gesamtfrontenlänge verkürzt sich also vom Winter zum Sommer hin auf drei Viertel ihres Winterwertes. Im Einzelfall kann diese Verkürzung beträchtlich größer sein. So betrug das Maximum der Gesamtfrontenlänge 1956 im März 92.700 km, das Minimum im August aber 30.500 km, das ist eine Abnahme auf ein Drittel des Winterwertes. Als absolutes Maximum der Gesamtfrontenlänge in den 6 Jahren wurde der Wert:

$$F_{\max} = 116.300 \text{ [km]}$$

am 25. 3. 1954 festgestellt; das entspricht fast dem dreifachen Äquatorum-

fang der Erde oder dem 4,5fachen Umfang des 50. Parallelkreises, längs dessen die meisten Fronten auftreten. Als absolutes Minimum wurde der schon erwähnte Wert von:

$$F_{\min} = 30500 \text{ [km]}$$

am 12. 8. 1956 gefunden.

Tabelle 2 gibt die sechs einzelnen Jahresmittel von F wieder. Ob ein Zusammenhang mit dem Sonnenfleckenzyklus besteht, wie es der Vergleich

Tabelle 2. *Jahresmittel der täglichen Gesamtfrontlängen und der Sonnenfleckenrelativzahlen in den 6 untersuchten Jahren*

Jahr	1951	1952	1953	1954	1955	1956	
Frontenlänge	57300	65100	66200	73500	70700	65400	km
Sonnenfleckenrelativzahl .	69,3	31,5	13,9	4,4	37,8	141,7	

der beiden Zeilen der Tabelle 1 nahelegt, kann wegen der Kürze des untersuchten Zeitraumes noch nicht behauptet werden.

Tabelle 3 enthält die Häufigkeitsverteilung der täglichen Gesamtfrontlänge F; es handelt sich offensichtlich um eine Normalverteilung. Der

Tabelle 3. *Häufigkeitsverteilung der täglichen Gesamtfrontenlängen in den 6 untersuchten Jahren*

Länge 10^3 km	$\leqq 25$	26—35	36—45	46—55	56—65	66—75	76—85	86—95	96—105	106—115	116—125	$\geqq 12$
%	0,0	0,1	2,7	12,9	31,9	32,9	14,3	4,4	0,6	0,1	0,1	0,0

oben genannte Mittelwert tritt am häufigsten auf. Gesamtfrontenlängen kleiner als 40.000 km sind ebenso selten wie solche größer als 90.000 km.

Wie sich die Gesamtfrontenlänge F aus den vier Frontentypen W (Warmfronten), K (Kaltfronten), O (Okklusionen) und Q (quasistationäre Fronten) zusammensetzt, wird durch die Zahlenwerte der Tabelle 4 gezeigt.

Tabelle 4. *Anteil der vier Frontentypen (W, K, O, Q) an der Gesamtfrontenlänge in km und in Prozenten*

Frontentyp	mittlere Länge, km	%
W	15400 ± 3800	23,2
K	30900 ± 5900	46,5
O	9900 ± 3400	14,9
Q	10200 ± 4200	15,4

Nach Tabelle 4 fällt rund die Hälfte der gesamten Frontenlänge auf Kaltfronten, ein Viertel auf Warmfronten und je ein Achtel auf Okklusionen oder auf quasistationäre Fronten.

Betrachtet man die Streuungen der vier Frontentypen und der Gesamtfrontenlänge, so haben absolut genommen F und K die größten Streuungen. Dies ist wegen der Unterschiedlichkeit der Mittelwerte jedoch

irreführend, denn man muß hierzu die relative Streuung (= Streuung dividiert durch den Mittelwert) heranziehen. Tabelle 5 enthält die Werte

Tabelle 5. *Relative Streuung (Streuung/Mittelwert) der vier Frontentypen und der Gesamtfrontenlänge F*

F.-Typ	Q	O	W	K	F
σ_R	0,42	0,35	0,25	0,19	0,15

der relativen Streuung der verschiedenen Frontenarten. Man entnimmt daraus, daß *F* und *K* die kleinste Streuung aufweisen. Am schlechtesten schneiden die quasistationären Fronten ab; bei ihnen beträgt die Streuung mehr als 40% des Mittelwertes, d. h. hier ist der angegebene Mittelwert der Länge dieser Frontenart wenig charakteristisch für die wirklich vorkommenden Werte. Bei den quasistationären Fronten kam es übrigens zweimal vor, daß sie in der Wetterkarte überhaupt nicht eingezeichnet waren, was bei den anderen Typen nie der Fall war.

Aus der Tatsache, daß die Kaltfronten im Mittel doppelt so lang sind wie die Warmfronten, kann man unter gewissen Voraussetzungen schließen, daß bei den durch den Großaustausch bewirkten Massenumsetzungen in der Troposphäre die Kaltluft eine größere Rolle spielt als die Warmluft.

Tabelle 6. *Durchschnittlicher Jahresgang der Länge der vier Frontentypen auf der Nordhalbkugel (km)*

rp	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
	15600	15700	16500	15900	15900	15600	13100	13200	14700	15900	16800	16100
	33700	33800	34300	33600	30600	27900	23900	25400	29500	31900	33000	32800
	10200	9900	11100	10100	10100	9000	8000	8500	9500	11100	11000	10500
	10100	10500	12100	10200	10000	10300	10000	9900	9800	9400	10500	10100

Über den Jahresgang der vier Frontentypen geben Tabelle 6 und Abb. 1 Auskunft. Daraus ist ersichtlich, daß außer bei den quasistationären Fronten ein charakteristischer Jahresgang mit Maxima in der kalten Jahreszeit (März oder Oktober/November) und Minimum im Juli existiert. Es ist demnach nicht so, wie man erwarten könnte, daß die Warmfronten ihr Maximum im Sommer haben, wo der Warmluftvorrat auf der Nordhalbkugel am größten ist. Sie haben vielmehr ihre größte Länge zur selben Zeit, in der auch die Kaltfronten am längsten sind. Dasselbe gilt für die Okklusionen. Dies ist dadurch zu erklären, daß die Warm- und Kaltfronten sowie die Okklusionen an die Zyklonen gebunden sind, welche eben im Winter ihre größte Intensität aufweisen und im Sommer am schwächsten entwickelt sind. Man kann diesen Sachverhalt auch mittels der bekannten Rossby-Formel erläutern:

$$c = U - \frac{\beta \cdot L^2}{4\,\pi^2}. \qquad (1)$$

Dabei ist c die zonale Verlagerungsgeschwindigkeit einer sinusförmigen Strömung der Wellenlänge L (L = Abstand homologer Punkte, z. B. Trogachse—Trogachse) und U die konstante Geschwindigkeit der anfangs

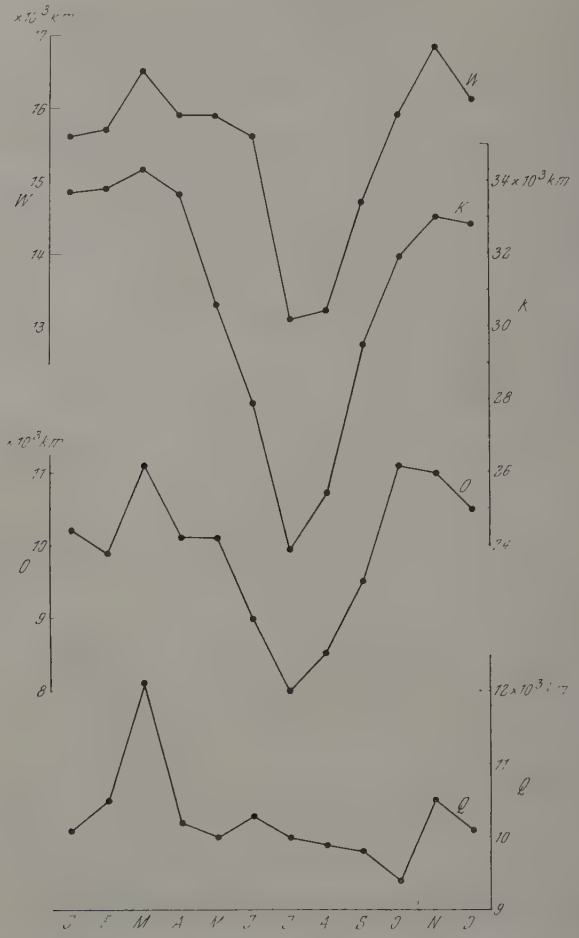


Abb. 1. Jahresgang der durchschnittlichen täglichen Länge der vier Arten von Fronten auf der Nordhalbkugel (1951—1956)

ungestörten Zonalströmung. β ist die Breitenänderung des Coriolisparameters f:

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{2\,\omega}{R} \cdot \cos\,\varphi. \qquad (2)$$

Betrachtet man nun den Fall quasistationärer Druckgebilde (das sind hier die Keile und Tröge in einer Höhenkarte), so ist $c = 0$, d. h.:

$$L = 2\pi \sqrt{\frac{U}{\beta}} \,. \tag{3}$$

Gl. (3) besagt, daß die Wellenlänge L (d. h. die räumliche Ausdehnung) der stehenden Wellen, die den quasistationären Druckgebilden entsprechen, der Wurzel aus der ungestörten Zonalgeschwindigkeit U proportional ist. Man kann nun fragen, wie sich U (und damit L) vom Winter zum Sommer hin im Mittel ändert, d. h. wie der jahreszeitliche Gang von U ist. Die monatlichen Mittelkarten der 500 mb-Fläche für die Nordhalbkugel, wie sie in [*1*] enthalten sind, erlauben eine Berechnung des mittleren meridionalen Gradienten der Höhe dieser Druckfläche für jeden Monat. Diese mittleren meridionalen Gradienten der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche der Nordhalbkugel (in der Einheit: geopotentielle Dekameter pro Breitengrad) kann man mittels der geostrophischen Windgleichung:

$$v_x = -\frac{1}{f} \cdot \frac{\partial H}{\partial y} \tag{4}$$

als mittleren zonalen Wind ($v_x > 0$ entspricht einem Westwind) deuten. Nimmt man an:

$$U = v_x, \tag{5}$$

so kann man an Hand des ermittelten Jahresganges von v_x auf die Änderung von L vom Winter zum Sommer hin schließen. Tabelle 7 zeigt den aus [*1*] berechneten Jahresgang von v_x für die Nordhalbkugel.

Die relativ kleinen Werte von v_x erklären sich daraus, daß in den Mittelkarten der 500 mb-Fläche der Unterschied der absoluten Topographie zwischen dem subtropischen Hochdruckgürtel und dem Kern des Polarwirbels nur 50 bis 80 geopot. Dekameter über eine Entfernung von

Tabelle 7. *Jahresgang der Zonalkomponente des geostrophischen Windes im 500 mb-Niveau (v_x in m/sec), berechnet aus [1]. v_x ist immer positiv (Westwind)*

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Mittel
v_x	8,2	8,0	8,3	7,3	6,6	5,5	5,2	5,9	6,6	7,4	7,6	8,0	7,0
$\sqrt{v_x}$	2,9	2,8	2,9	2,7	2,6	2,3	2,3	2,4	2,6	2,7	2,8	2,8	2,6

7000 bis 9000 km beträgt. Aus Tabelle 7 ist zu entnehmen, daß der mittlere zonale Wind im Juli nur 63% des März-Wertes beträgt. Mittels (5) folgt dann aber auch:

$$\frac{U_{\text{Juli}}}{U_{\text{März}}} = 0{,}63, \tag{6}$$

und für L ergibt sich unter Beachtung von (3):

$$\frac{L_{\text{Juli}}}{L_{\text{März}}} = \sqrt{\frac{U_{\text{Juli}}}{U_{\text{März}}}} = 0{,}79, \tag{7}$$

d. h. die Wellenlänge und mithin die räumliche Ausdehnung der quasistationären großen Druckgebilde in der Wetterkarte beträgt im Juli 79% des Wertes im März. Aus Tabelle 1 ergibt sich für das entsprechende Verhältnis der Frontenlängen:

$$\frac{F_{\text{Juli}}}{F_{\text{März}}} = 0{,}74; \tag{8}$$

man erkennt daraus eine annähernde Übereinstimmung von (7) und (8). Dies bestätigt somit die an sich plausible Vorstellung, daß die jährliche Variation der Frontenlänge auf der Nordhalbkugel mit der Variation der räumlichen Ausdehnung der Großaustauschelemente zusammenhängt. In der zweiten Zeile der Tabelle 7 sind die Werte von $\sqrt{v_x}$ angeführt, die der Relation (3) genügen. Der Korrelationsfaktor zwischen diesen Werten und den Werten der Tabelle 1 hat den hohen Wert:

$$v = + 0{,}922 \pm 0{,}029,$$

wobei zu beachten ist, daß die beiden in Rede stehenden Wertereihen zwei völlig verschiedene Größen (und dazu aus verschiedenen Epochen) repräsentieren. Weiter unten wird gezeigt, daß man aus den in [*1*] enthaltenen Mittelkarten der Nordhalbkugel die Werte der Tabelle 1 noch eleganter und mit noch höherem Korrelationsfaktor ableiten kann.

Die erste Zeile der Tabelle 7 liefert übrigens noch die Aussage, daß sich die kinetische Energie der Westwindströmung im 500 mb-Niveau vom Sommer zum Winter hin im Mittel etwa verdoppelt:

$$E_{k\ \text{Winter}} = 2{,}2 \cdot E_{k\ \text{Sommer}}. \tag{9}$$

Dies gilt für den Fall konstanter Dichte in diesem Niveau. Wegen der im Sommer höheren Temperatur dürfte die Zunahme der kinetischen Energie vom Sommer zum Winter noch größer sein, doch wird dieser Effekt nur einige Prozent betragen.

In Tabelle 8 ist der Jahresgang der prozentualen Anteile der vier Frontentypen an der Gesamtfrontenlänge F dargestellt. Man sieht daraus,

Tabelle 8. *Jahresgang der prozentualen Anteile der vier Frontentypen an der Gesamtfrontenlänge*

F.-Typ	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
W	22	22	22	23	24	25	24	23	23	23	24	23
K	48	48	46	48	46	44	44	45	47	47	47	47
O	15	15	15	14	15	14	14	15	15	16	15	15
Q	15	15	17	15	15	17	18	17	15	14	14	15

daß von einem deutlichen Jahresgang nicht die Rede ist; die Änderung der prozentualen Anteile macht bestensfalls 4 oder 5% aus. Bei den Kalt-

fronten und quasistationären Fronten ist eine Jahresvariation noch am ehesten angedeutet, indem die ersteren im Sommer um 4% weniger, die letzteren um 4% mehr, an der Gesamtfrontenlänge F beteiligt sind. Man kann daher aus Tabelle 8 wohl den Schluß ziehen, daß das Mischungsverhältnis der vier Frontentypen das ganze Jahr hindurch praktisch konstant bleibt. Daraus kann man die (an sich triviale) Folgerung ableiten, daß der Mechanismus, der die Fronten entstehen läßt, im Sommer und Winter derselbe ist und nicht von der Mitteltemperatur der beteiligten Luftmassen abhängt. Daß die Frontenlänge im Sommer geringer ist als im Winter, widerspricht dem nicht, sondern besagt nur, daß der betreffende Mechanismus im Sommer weniger häufig vorkommt.

Tabelle 9 enthält den jährlichen Gang der Streuung der Frontenlängenmittelwerte für die vier Frontentypen und die Gesamtfrontenlänge F.

Tabelle 9. *Jahresgang der Streuung der vier Frontentypen und der Gesamtfrontenlänge*

Typ	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Mittel	
V	3900	4300	3900	4400	4100	4200	3500	2800	3400	3500	4100	3200	3800	km
X	6200	7400	8000	6200	5200	6100	5200	4500	4700	6200	5500	5800	5900	km
O	3700	3800	3600	3400	3000	3100	3500	3100	3100	3400	3400	3500	3400	km
Q	4400	4700	4500	4200	4200	3800	3800	4100	3500	4400	4400	4800	4200	km
F	10700	12600	11000	10000	8600	10800	10600	7300	7200	9800	9100	9000	9800	km

Bei keiner Frontenart existiert ein charakteristischer Jahresgang der Streuungswerte. Das Vorliegen eines ausgeprägten Jahresganges (in Tabelle 9 am ehesten noch bei den Kaltfronten angedeutet) würde besagen, daß in den Monaten mit großer Streuung die Lebensdauer einer bestimmten Front am kürzesten, in den Monaten mit kleiner Streuung am längsten ist.

Wie schon einleitend bemerkt, sollte man auf Grund der Definition des Begriffes „Front" einen engen Zusammenhang zwischen der Gesamtfrontenlänge F und den troposphärischen Temperaturgegensätzen erwarten. Es fragt sich nun, ob man ein geeignetes Maß für die troposphärischen Temperaturunterschiede angeben kann, welches nach Möglichkeit aus den vorliegenden Mittelkarten der Nordhalbkugel für jeden Monat berechnet werden kann. Als meteorologisch sinnvollste Größe bietet sich dabei der Meridionalgradient der relativen Topographie 500/1000 mb an, also der Parameter:

$$G = -\frac{\partial H_R}{\partial_y} = -\frac{\Delta H_R}{\Delta \varphi}, \tag{10}$$

(H_R = relative Topographie 500/1000 mb, y = Nord—Süd-Koordinate, φ = geogr. Breite). Ist $G > 0$, nimmt also H_R nach Norden hin ab, so liegt der Normalfall vor. Ist $G < 0$, so ist die untere Troposphäre im Norden wärmer als im Süden (dies kommt in den Mittelkarten der re-

lativen Topographie 500/1000 mb nördlich von 20—25° Br. nicht vor) und ist $G = 0$, so ist die untere Troposphäre in meridionaler Richtung überall gleich warm und die Frontenlänge müßte ein Minimum haben. Da bei der relativen Topographie 500/1000 mb 2 geop. Dekameter 1° Änderung in der Mitteltemperatur der Schicht zwischen 500 und 1000 mb entsprechen, kann man G statt in [geop. Dekametern/Breitengrad] auch in [° C/Breitengrad] angeben. Dies ist in Abb. 2 gemacht worden, wo außerdem zum leichteren Vergleich auch der Jahresgang der Gesamtfrontenlänge F dargestellt ist. Man beachte den sehr ähnlichen Verlauf der beiden definitions- und herleitungsmäßig völlig verschiedenen Kurven. Der Korrelationsfaktor zwischen F und G hat den sehr hohen Wert:

$$r_{F,G} = + 0{,}936 \pm 0{,}024,$$

d. h. die mittlere Gesamtfrontenlänge auf der Nordhalbkugel ist eine fast eindeutige Funktion des mittleren Meridionalgradienten der relativen Topographie 500/1000 mb. Dabei liegt der zuletzt genannte Korrelationsfaktor noch etwas über dem schon recht hohen Wert des Korrelationsfaktors zwischen F und $\sqrt{v_x}$ (Tabelle 7). Im folgenden sind die Korrelationsfaktoren für die Beziehung zwischen den vier Frontentypen und G zusammengestellt:

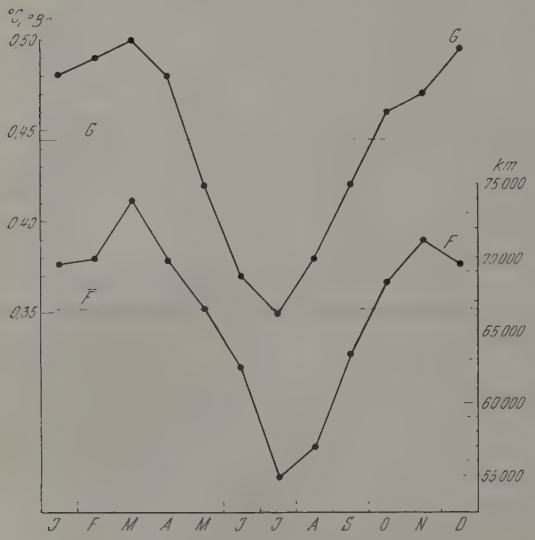


Abb. 2. Jahresgang des Meridionalgradienten der relativen Topographie 500/1000 mb, berechnet aus [1] (G) und der Gesamtfrontenlänge (F, aus Tabelle 1)

$$r_{W,G} = + 0{,}789 \pm 0{,}074$$
$$r_{K,G} = + 0{,}960 \pm 0{,}015$$
$$r_{O,G} = + 0{,}863 \pm 0{,}050$$
$$r_{Q,G} = + 0{,}415 \pm 0{,}161$$

Sie sind alle positiv und genügen außer bei den quasistationären Fronten der Fehlerbedingung $r > 6 \cdot$ Fehler. Bei den Kaltfronten ergibt sich sogar der für meteorologische Abhängigkeiten extrem hohe Wert von $+ 0{,}96$, was einer der höchsten meteorologischen Korrelationsfaktoren zwischen zwei wesentlich verschiedenen Größen sein dürfte.

Da nach der thermischen Windgleichung:

$$v_{x_{th}} = -\frac{g \cdot h}{f \cdot T_m} \cdot \frac{\partial T_m}{\partial y} \qquad (11)$$

(g = Schwerebeschleunigung, h = Schichtdicke, $f = 2\,\omega \sin \varphi$, Tm = virtuelle Mitteltemperatur der Schicht) die Zonalkomponente v_{xth} des thermischen Windes direkt dem Meridionalgradienten der Mitteltemperatur Tm proportional ist, kann man bei Konstanz der übrigen Parameter in (11) mittels des Ansatzes:

$$-\frac{\partial T_m}{\partial y} = G \qquad (12)$$

die Kurve für G in Abb. 2 auch als Darstellung des mittleren Jahresganges der zonalen thermischen Windkomponente des Westwindgürtels der Nordhalbkugel betrachten. Man sieht, die zonale thermische Windkomponente zeigt eine ähnliche Abnahme vom Winter zum Sommer wie die zonale geostrophische Windkomponente im 500 mb-Niveau (Tabelle 7).

Schlußfolgerungen: Die obigen Ausführungen zeigen, daß die Fronten auf der Nordhalbkugel, insbesondere die Gesamtfrontenlänge und die Länge der Kaltfronten, den theoretisch zu erwartenden Zusammenhang mit den aus den Hemisphären-Mittelkarten ableitbaren Kenngrößen: Meridionalgradient der relativen Topographie 500/1000 mb und Meridionalgradient der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche aufweisen.

Literatur

1. Jacobs, J.: 5- bzw. 40jährige Monatsmittel der absoluten Topographien der 1000 mb-, 850 mb-, 500 mb- und 300 mb-Flächen sowie der relativen Topographien 500/1000 mb und 300/500 mb über der Nordhemisphäre und ihre monatlichen Änderungen. Met. Abh. des Inst. f. Met. u. Geoph. Berlin **4**, Heft 2 (1958).

551.594:551.555.3:551.510.71

(Aus der Physikalisch-Bioklimatischen Forschungsstelle München, Leiter: Dr. med. G. Kampik)

Das luftelektrische Erscheinungsbild des Südföhns in den Nordalpen nach synoptisch-klimatologischen Untersuchungen im Wettersteingebirge 1955 bis 1959[1]

Von

Reinhold Reiter

Mit 23 Textabbildungen

Zusammenfassung. Die Arbeit bringt alle Erfahrungen über Föhn in luftelektrischer Hinsicht, die im Laufe von fünf Jahren durch Registrierungen, Messungen und Beobachtungen vor allem im Raum des Wettersteingebirges bei Garmisch-Partenkirchen gewonnen wurden. Es stand hierfür ein Netz von sieben ständig betriebenen Stationen zur Verfügung, zwei weitere Stationen wurden 1958 während einer zweimonatigen Exkursion auf dem Zugspitzplatt (2600 m NN) unterhalten. Diese neun Stationen lagen in einigermaßen gleichmäßiger Höhenstaffelung zwischen 675 und 2963 m NN. Ihre Basisentfernungen waren relativ gering. Alle neun Stationen registrierten den luftelektrischen Potentialgradienten, vier der sieben ständigen sowie eine der beiden vorübergehenden Stationen registrierten zusätzlich den luftelektrischen Leitungsstrom. Als weitere Elemente des Komplexes Luftelektrizität und Aerosol wurden registriert bzw. gemessen: positive und negative Kleinionen, positive und negative Luftleitfähigkeit, natürliche und künstliche Radioaktivität der Luft, Kondensationskerne (Aitkenkerne), Luftverunreinigung, Spitzenstrom und Atmospherics. Ein tragendes Grundprinzip der Arbeit ist

[1] The research reported in this document has been sponsored in part by the Geophysics Research Directorate of the Air Force Cambridge Research Center, Air Research and Development Command, United States Air Force, under Contract AF 61 (514)-732-C, AF 61 (514)-949 and AF 61 (052)-55, through the European Office, ARDC.

Die Auswertungen der Schönwetter-Registrierungen wurden durch Sachbeihilfen seitens der Deutschen Forschungsgemeinschaft möglich gemacht.

Die Luftradioaktivitätsmessungen wurden aus Zuschüssen des Bundesministeriums für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft an das Institut für Gesteinskunde der Universität München bestritten.

die synoptische Verwertung der Daten des relativ dichten und auch in die Vertikale reichenden Stationsnetzes, mit dessen Hilfe ein dreidimensionaler Ausschnitt der Atmosphäre überschaubar wird. Die Einheitlichkeit der verwendeten Methoden sowohl in der räumlichen als auch in der über Jahre gehenden zeitlichen Erstreckung trägt zur Festigung der Ergebnisse und Schlüsse bei.

Aus dem Beobachtungsmaterial wird abgeleitet, daß Föhnlagen sich nicht dadurch auszeichnen, daß sich bestimmte luftelektrische Einzelgrößen dabei besonders oder außergewöhnlich verhalten würden. Typisch für den Föhn ist vielmehr ein ganz bestimmter Akkord der luftelektrischen (und meteorologischen) Elemente, wobei sich innerhalb des Stationsnetzes wiederum typische Variationen bemerkbar machen.

Luftelektrisch gesehen, konnten zwei Föhntypen unterschieden werden: Bei Typ I sind die Kurven des Potentialgradienten und des Leitungsstromes sehr glatt, der Potentialgradient ist anhaltend erniedrigt, die Werte des Leitungsstromes und der Kleinionendichte sind erhöht. Kennzeichnend für Föhntyp II ist ein extrem unruhiger Verlauf der Potentialgradient- und Leitungsstromkurven bei stark erhöhten Werten an den Talstationen; er ist immer mit dem Vorkommen von Schneefegen an den Gebirgskämmen mehr oder weniger weit südlich der Registrierstationen gekoppelt. Häufig besteht bei Föhntyp II eine Bodeninversion.

Für beide Föhntypen werden repräsentative Einzelbeispiele gebracht. Außerdem wurde das gesamte Beobachtungsmaterial der Jahre 1955 bis 1958 statistisch verarbeitet, um für die sieben Stationen, d. i. im Schnitt durch die Atmosphäre bis rund 3000 m NN, das luftelektrische und meteorologische Bild eines „mittleren Föhntages" für beide Typen abzuleiten. Die bei Föhn gesammelten Ergebnisse sind übrigens nicht nur zur Erweiterung unserer Vorstellungen über den Föhn an sich von Bedeutung, sondern geben auch Hinweise zu anderen geophysikalischen Problemen, so etwa auf dem Gebiet der Wolkenphysik (z. B. durch die Erfahrungen hinsichtlich der Ladungstrennung beim Zusammenprall und Zerbrechen von Eiskristallen), zur Frage der atmosphärischen elektrischen und elektromagnetischen Wellenvorgänge (durch Registrierungen von Stationen, die sich gerade in der Grenzschicht zwischen Föhn und positiv geladener, schwingender Inversionsoberseite befinden) sowie zur Frage des Ionisationsgleichgewichtes und der Beziehungen zwischen Kleinionen- und Kondensationskerndichte, denn in der Föhnströmung sind ja die Kondensationskerndichten besonders niedrig und außerdem ist — in den Nordalpen — die natürliche Luftradioaktivität während des Föhns erhöht.

Bioklimatische Gesichtspunkte werden lediglich angedeutet.

Summary. In this paper the author summarizes data, results of evaluations, and experiences in the field of atmospheric electricity, as far as connected with foehn situations. The observations were mainly made in the region of Garmisch-Partenkirchen (Wetterstein Mountains, Northern Alps) and cover a period of five years. Seven recording stations with heights between 675 and 2963 m above sea-level were operated permanently, two further stations were operated on the Zugspitzplatt (2600 m) during two months in 1958. All the nine stations have relatively small distances from each other. At each of the nine stations the atmospheric electrical potential gradient was recorded, at four of the permanent stations and at one of the temporary stations the air-earth current was recorded, too. Further there were recorded or measured positive and negative small ions, positive and

negative conductivity, natural and artificial radioactivity of the air, condensation nuclei, air pollution, point discharge current, and sferics. A characteristic of this investigation is that a dense network of stations extending also in the vertical direction yields a synopsis of a small three-dimensional portion of the atmosphere, and that uniformly without interruptions through years.

It is pointed out that a foehn situation is not distinguished by a special or extraordinary behaviour of single atmospheric electrical elements, but by a typical accord of the atmospheric electrical and meteorological elements, with typical spatial variations of them within the network.

From the point of view of atmospheric electricity two main types of foehn were found: Type I shows lowered and smooth potential gradient curves at all stations, further increased and smooth curves of conduction current, increased concentrations of small ions, etc. Foehn of Type II, amongst other characteristics, shows increased and extremely agitated curves of potential gradient and conduction current at the valley stations. Type II is observed when there is drifting snow at the mountain ridges south of the recording stations and mainly in cases where the foehn current does not reach the bottom of the valley.

Both types are illustrated here by examples. Beyond this, the data obtained at the seven permanent stations during four years were reduced to "average foehn days" of both types. The observations made during foehn, however, have interest not only for our knowledge of this weather situation itself but give results which are also important for studies on cloud physics (experience on charge separations caused by breaking and impact in drifting snow), on atmospheric electric and electromagnetic waves (records of stations just being in the boundary layer between foehn current and positively charged upper surface of an inversion), for the investigation of the ionization equilibrium and of the relations between the concentrations of small ions and condensation nuclei (there are special conditions because of the low concentrations of condensation nuclei in the foehn current and because of the increased natural radioactivity of air during foehn in our region), etc.

Bioclimatological points of view are mentioned, only.

Résumé. La présente étude groupe les résultats obtenus depuis cinq ans au sujet de l'aspect électrique du foehn grâce à des mesures faites dans la région du Wetterstein près de Garmisch-Partenkirchen où se trouvait un réseau de 7 stations fixes ainsi que 2 stations installées pendant une excursion de deux mois au Zugspitzplatt (2600 m.). Ces 9 postes étaient répartis entre 675 et 2693 m. et se trouvaient peu éloignés les uns des autres; tous enregistraient le gradient de potentiel, 5 le courant de conductibilité en sus. En outre on enregistrait ou mesurait: les petits ions positifs et négatifs, la conductibilité positive et négative, la radioactivité naturelle et artificielle de l'air, les noyaux de condensation, la pollution et les parasites. Le principe de base est l'utilisation des données du point de vue synoptique. L'uniformité des méthodes et leur application à longue échéance donne du poids aux résultats.

On constate que les situations de foehn ne se distinguent pas par des valeurs extraordinaires des différentes grandeurs de l'électricité de l'air. Les éléments électriques et météorologiques présentent entre eux, par foehn, un accord caractéristique, tandis qu'à l'intérieur du réseau il y a des variations typiques. On peut distinguer deux types de foehn. Type I avec courbe lisse du gradient de potentiel et du courant de conductibilité; le gradient de potentiel est anormalement faible, le courant de conductibilité est

accru ainsi que la densité des petits ions. Type II avec marche très agitée du gradient de potentiel et du courant (valeurs accrues aux stations basses); le foehn de type II est toujours accompagné de chasse-neige sur les crêtes au Sud; il y a souvent inversion au sol.

Exemples des deux types de foehn. En outre tout le matériel d'observation des années 1955 à 1958 a été traité de façon à obtenir une image de l'état moyen de l'atmosphère jusqu'à 3000 m. pour les deux types. Les résultats trouvent également leur application à d'autres problèmes tels que la rupture de charge par heurts et bris de cristaux, les phénomènes concernant les ondes électromagnétiques, l'équilibre d'ionisation, la relation entre les petits ions et la densité des noyaux de condensation. Les points de vue biologiques ne sont qu'esquissés.

A. Einleitung

In jüngster Zeit veröffentlichte W. Undt [*1*] ein Referat über die Meteorologie des Föhns mit einer wohl nahezu vollständigen Bibliographie der seit 1820 (Zollikofer, Aarau) erschienenen Veröffentlichungen zum Föhnproblem, soweit sie sich mit meteorologischen bzw. geophysikalischen Fragen befassen. Betrachtet man diese Literaturübersicht, so stellt man fest, daß bis in die jüngste Zeit hinein an verschiedenen Orten der Alpen intensiv an der Erforschung der Meteorologie des Föhns gearbeitet wurde und wird[1]. Führend und richtungweisend sind die Untersuchungen der österreichischen (A. Defant, F. Defant, H. v. Ficker, J. Hann, H. Hoinkes, J. Schütz, F. Steinhauser, W. Trabert) und der schweizerischen (R. Billwiller, C. Dorno, K. Frey, W. Mörikofer, W. Schüepp, R. Streiff-Becker) Forschungsgruppen. In jüngerer Zeit befaßten sich im Münchner Raum W. Georgii, A. Schmauss und F. Rossmann, in Bad Tölz K. Heigl und H. Ungeheuer, in Oberstdorf E. Obenland und im Bodenseegebiet W. Peppler eingehender mit den meteorologischen Problemen des Föhns. Darüber hinaus sind noch viele Einzeluntersuchungen anderer Forscher und auch aus anderen Gebirgen erschienen.

Angesichts der intensiven Arbeit der Meteorologen überrascht es fast, daß eingehendere Untersuchungen über luftelektrische Phänomene während Föhn eigentlich nur vor rund einem halben Jahrhundert (P. Czermak [*2*, *3*, *4*] und P. B. Huber [*5*, *6*]) und dann erst wieder vor einem Vierteljahrhundert (J. Booij [*7*], W. Storm van Leeuwen, J. Booij und J. van Niekerk [*8*]) ausgeführt worden sind, wobei aber immer nur Teile aus dem Gesamtgefüge der luftelektrischen Elemente herausgegriffen wurden. Ausschließlich dieselben Arbeiten haben übrigens auch H. Ficker und B. de Rudder [*9*] in ihrer Föhnmonographie zitiert. In jüngerer Zeit finden sich lediglich Hinweise auf Einzelbeobachtungen und auf das Verhalten einzelner luftelektrischer Elemente, z. B. der atmosphärischen Ionen (W. Mörikofer [*10*]), der atmosphärischen elektromagnetischen Längstwellen (R. Reiter [*11*, *12*, *13*, *14*]) oder des luftelektrischen Feldes (s. z. B. H. Ungeheuer und L. Weickmann [*15*]). Ansätze zur ge-

[1] Angesichts der Bibliographie W. Undts [*1*] erübrigt es sich, hier die einzelnen Arbeiten der nachfolgend genannten Forscher aufzuführen.

schlossenen Darstellung des Verhaltens luftelektrischer Elemente in verschiedenen Höhenlagen während Föhn enthalten u. a. zwei Berichte von R. Reiter [*16*, *17*].

Es fehlt demnach eine umfassende Behandlung der Gesamtheit aller luftelektrischen Phänomene während Föhn auf der Basis langjähriger kontinuierlicher Beobachtungen, Messungen und Registrierungen. Wenn wir nun im folgenden versuchen wollen, die im Verlaufe von fünf Jahren in den Nordalpen gesammelten Daten und Erfahrungen zusammenzutragen, zu ordnen und zu interpretieren, so sind wir uns dabei durchaus im klaren, daß sich daraus immer noch keine lückenlose Darstellung aller Bestimmungsstücke des komplexen luftelektrischen Geschehens während Föhn ergeben kann.

Von den älteren Untersuchungen unterscheiden sich die hier zu besprechenden Arbeiten in mehrfacher Beziehung. So konnten diese mit moderneren meßtechnischen Hilfsmitteln ausgeführt werden, und die experimentelle Ausrüstung ermöglichte die gleichzeitige, fortlaufende Registrierung oder Messung verschiedener Gruppen wichtiger Elemente der Luftelektrizität, Radioaktivität und Meteorologie. Dazu kam als wesentliche Erweiterung gegenüber den klassischen Arbeiten die Anwendung des synoptischen Prinzips (R. Reiter [*18*], H. Israël [*19*], R. E. Holzer und Mitarbeiter [*20*]) und die steile Höhenstaffelung der Stationen des synoptisch arbeitenden Netzes bei möglichst kleinen Basisabständen. Wenn man auch freilich hier noch nicht von einer „Aerologie" sprechen kann, so läßt der gewonnene zeitlich kontinuierliche Vertikalschnitt zwischen 650 und 3000 m NN doch tiefe Einblicke zu.

Die vorliegende Arbeit soll sich ausschließlich mit *luftelektrischen* Fragen befassen. Die Meteorologie des Föhns bleibt praktisch unberührt. Meteorologische Elemente werden aber insoweit mit herangezogen, als dies zum Verständnis des Ganzen notwendig ist. Probleme der Meteorobiologie, wie die der Föhnwirkung auf den Menschen oder der eventuellen Bedeutung luftelektrischer Elemente als meteorobiologische Indikatoren oder Kausalglieder (s. R. Reiter [*21*]), bleiben ebenfalls außerhalb unserer Betrachtungen.

Schließlich ist noch darauf hinzuweisen, daß nur vom echten Alpenföhn, und zwar vom Südföhn der Nordalpen, die Rede ist, wenn die Bezeichnung „Föhn" benutzt wird. Literatur wird insoweit besprochen, als sich unmittelbare Anknüpfungspunkte ergeben. Das Literaturverzeichnis kann deshalb nicht vollständig sein.

B. Die Stationen des luftelektrisch-synoptischen Netzes, ihre Lage und instrumentelle Ausrüstung. Die registrierten oder gemessenen Elemente

1. Das luftelektrisch-synoptische Stationsnetz

Vor der Erörterung der Ergebnisse ist es notwendig, das Stationsnetz und seine Ausrüstung eingehender zu beschreiben, da manche der später zu besprechenden Befunde nur aus der Kenntnis der — für Föhneffekte so wichtigen — Orographie verstanden werden können.

Abb. 1 (nach H. RABICH [22]) zeigt die Lage der Stationen relativ zu den Geländeformen. Aus ihr können auch die Basisentfernungen von Station zu Station entnommen werden. Die Gesamtausdehnung des Netzes in seiner größten Erstreckung von SW nach NE beträgt rund 15 km, die größte Höhendifferenz 2,3 km. Die größten „Steigungen" des Netzes liegen am Nordhang des Wettersteingebirges (Eibsee-Zugspitze; Basis:

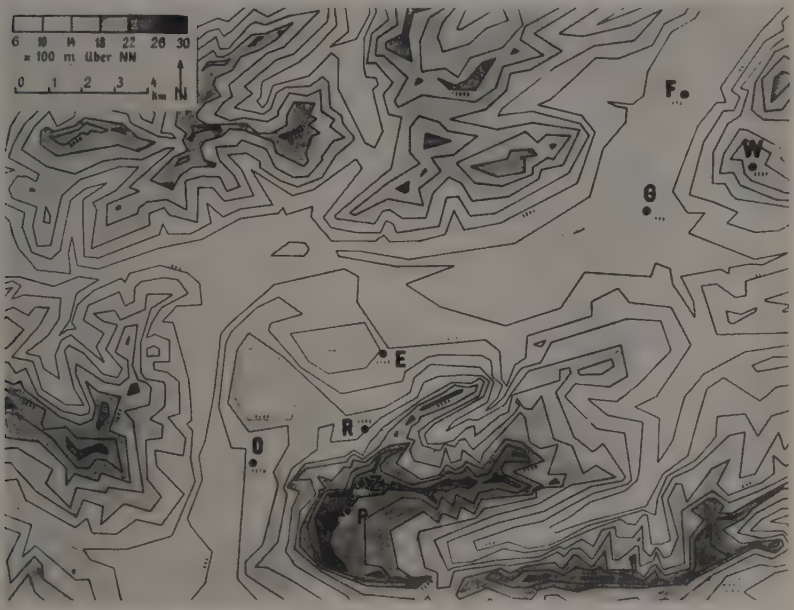


Abb. 1. Lage der Stationen des synoptisch-luftelektrischen Netzes im Wettersteingebirge. Erklärung der Abkürzungen s. Tabelle 1

4 km, Erhebung 1,9 km) und am Nordwesthang des Wank (Farchant-Wankgipfel; Basis: 2,5 km, Erhebung 1,1 km).

Zur Charakterisierung der einzelnen Stationen wäre folgendes zu sagen: Farchant liegt am Grunde des in Richtung NNE in die Vorebene ausstreichenden, schlauchartigen Loisachtals. Die Station selbst liegt weit ab von der geschlossenen Ortschaft und der Straße, so daß Störungen durch künstliche Aerosole kaum ins Gewicht fallen. Station Garmisch befindet sich innerhalb des Kurortsbereiches, wenn auch nicht in einem dicht bebauten Teil. Immerhin ist hier mit einer Beeinflussung der luftelektrischen Elemente durch Staub, Rauch und stärkeren Dunst zu rechnen. In der Regel über dem Taldunst liegt Station Eibsee, und zwar auf einer leicht geneigten Geländeterrasse, ähnlich wie Station Obermoos. Ausgeprägte Steilhanglage ist den Stationen Riffelriß und Schneefernerhaus zuzusprechen, während Station Zugspitzplatt auf der terrassenartig

nach Osten abfallenden Kalkschuttfläche, dem „Zugspitzplatt", liegt. Station Wank ist am Gipfel eines nach allen Seiten sanft gerundeten Berges errichtet, während man bei Station Zugspitze von einer extremen Gipfellage mit steilen Abstürzen, vor allem nach NW, sprechen muß.

Unsere Geräte auf der Zugspitze und in Garmisch befinden sich an den jeweiligen Stationen des Deutschen Wetterdienstes, so daß gleichzeitig auch genaue meteorologische Daten und Beobachtungen zur Verfügung stehen. Wetterbeobachtungen werden auch in Farchant ausgeführt, ebenso werden dort Feuchte und Temperatur registriert. Dasselbe gilt für die Exkursionsstationen Zugspitzplatt und Schneefernerhaus. Seit 1957 werden auch am Wank meteorologische Beobachtungen und Thermohygrographen-Registrierungen vorgenommen.

Die in Tabelle 1 angeführten Abkürzungen für die Stationsnamen werden nun in allen Abbildungen und im Text einheitlich verwendet.

Ferner seien folgende Abkürzungen eingeführt:

Luftelektrisches Feld (V/m): E (Richtung des Schönwetterfeldes positiv gezählt)

Leitungsstromdichte (A/cm^2): i (reiner atmosphärischer Ionenstrom, Niederschlagsströme gehen nicht ein)

Kleinionendichte (Anzahl/cm^3): n_+, n_-

Kondensationskerndichte (Anzahl/cm^3): N

Spezifische natürliche Luftradioaktivität (μC/cm^3): R_n, in den synoptischen Tafeln: ε; (angegeben wird stets Gehalt an RaB)

Spezifische künstliche Luftradioaktivität (μC/cm^3): R_k (Spaltprodukte)

Schmutzgehalt der Luft (in relativen Einheiten): *Sch*

Atmospherics (überschwellige Impulse/h): S

Relative Feuchte: F; Temperatur: T; Dampfdruck: e; Windgeschwindigkeit: W (m/sec).

Helligkeit des Zenits (rel. Einh.): H.

2. Die instrumentelle Ausrüstung

Zur Registrierung der luftelektrischen Elemente E und i sowie des Spitzenstromes in Farchant dienten Meßverstärker nach R. Reiter [*23*] in Verbindung mit Fallbügelschreibern bzw. elektronischen 12-Kanal-Kompensographen (Farchant, Zugspitzplatt). Als Meßfühler wurden radioaktive Kollektoren (E) bzw. Antennen (i) verwendet, die jeweils von beheizten Isolatoren (vgl. R. Reiter [*14*]) getragen sind. Die positive und negative Kleinionendichte wurde über einen 2-Kanal-Meßverstärker ebenfalls mittels elektronischer Kompensographen registriert. Der Meßverstärker stimmt im Prinzip mit dem von R. Mühleisen und U. Creutzburg [*24*] angegebenen überein; er wurde am Institut für Technische Elektronik der Technischen Hochschule München gebaut und vom gleichen Institut geeicht und gewartet.

Die Kondensationskerne haben wir mit dem Scholzschen Kernzähler gezählt. Wir konnten dabei die schon 1955 mit dem gleichen Gerät am

Tabelle 1

Station	Kurzzeichen	Höhe in m NN	Streng synchron *registrierte* bzw. gemessene Elemente	Inbetriebnahme der Station
Zugspitzgipfel	Z	2963	*Luftelektrisches Feld*, *Leitungsstrom*	ab 1952 kontinuierlich
Schneefernerhaus	S	2650	*Luftelektrisches Feld*, natürliche und künstliche Radioaktivität der Luft, Schmutzgehalt der Luft	nur Sommer/ Herbst 1958
Zugspitzplatt	P	2600	*Luftelektrisches Feld* *Leitungsstrom*, + *und* — *Kleinionen* Kondensationskerne	Sommer/ Herbst 1958 Sommer 1955 Sommer 1954
Wankgipfel	W	1780	*Luftelektrisches Feld*, *Leitungsstrom* natürliche und künstliche Radioaktivität der Luft, Schmutzgehalt der Luft	ab 1955 kontinuierlich ab 1958
Riffelriß	R	1585	*Luftelektrisches Feld*	ab 1954 kontinuierlich
Obermoos	O	1250	*Luftelektrisches Feld*	ab 1954 kontinuierlich
Eibsee	E	1005	*Luftelektrisches Feld*	ab 1953 kontinuierlich
Garmisch	G	705	*Luftelektrisches Feld*, *Leitungsstrom*	ab 1953 kontinuierlich
Farchant	F	675	*Luftelektrisches Feld*, *Leitungsstrom*, *Spitzenstrom*, + *und* — *Kleinionen*, künstliche und natürliche Luftradioaktivität, Schmutzgehalt der Luft, *Atmospherics*, *Zenithelligkeit*	ab 1954 kontinuierlich ab 1956 ab 1954

Zugspitzplatt gewonnenen Erfahrungen (R. Reiter [*13*]) verwerten. Es besteht kein Zweifel darüber, daß es heute bessere und verläßlichere Kernzähler gibt. Doch standen uns solche Geräte nicht zur Verfügung, da-

von abgesehen, daß diese relativ komplizierten Apparate wohl nicht ohne weiteres während Exkursionen unter harten Bedingungen eingesetzt werden können.

Zur Registrierung der Atmospherics (atmosphärische elektromagnetische Längstwellen, Infralangwellen) im Frequenzbereich 1 bis 8 kHz diente ein Breitbandempfänger, an dem eine lange Horizontalantenne angeschlossen war. Es wurden nur starke überschwellige Impulse als Einzelereignisse gezählt (s. R. Reiter [*21*]).

Die Messung der natürlichen und künstlichen Luftradioaktivität erfolgte mit Hilfe geeigneter Filtergeräte (nach dem Prinzip von O. Haxel [*25*], vgl. auch G. Schumann [*26*] u. a.). Unsere spezielle Anordnung findet sich in einer ausführlichen Veröffentlichung über Radioaktivitätsmessungen im Gebirge (R. Reiter [*27*]) beschrieben. Es sei hier nur so viel gesagt: Die Abscheidung des radioaktiven Aerosols erfolgt auf Kunststoff- und Glasfaserfiltern, deren Aktivität mittels Dünnfensterzählrohren mehrmals in definierten Zeitabständen gemessen wird. Aus dem Aktivitätsabfall wird die Konzentration der natürlichen Radioaktivität (Radium- und Thoriumreihe getrennt) und die der künstlichen Radioaktivität (β-strahlende Kernspaltprodukte) berechnet. Erstere — und zwar die aus der Radiumreihe — wird ausschließlich durch den Gehalt der Luft an RaB ausgedrückt. Wenn im folgenden von „natürlicher Luftradioaktivität" die Rede ist, ist immer der RaB-Spiegel gemeint. Bei der Exposition bekommen die Filter eine Graufärbung, deren Tiefe in erster Näherung vom Gehalt der Luft an Grobaerosol bestimmt wird. Diese Graufärbung wird photometrisch gemessen und auf die Luftvolumeneinheit reduziert. Der sich daraus ergebende „Filterschwärzungsgrad" (in $^0/_0$ Schwärzung/m³ ausgedrückt) erwies sich als gut brauchbares Maß für den Grad der Luftverschmutzung (s. R. Reiter [*27*, *28*]).

Wie die Begriffe Feldstärke und Leitungsstrom zu verstehen sind, wurde oben bereits ausgeführt. Hier sei schließlich noch der Begriff des „Fremdfeldes" (R. Reiter [*16*, *17*]) eingeführt und definiert. Überlagert sich dem luftelektrischen Schönwetterfeld ein zusätzliches Feld, z. B. das einer Schauer- oder Gewitterwolke oder ein solches infolge Schneefegen oder Raumladungen an Dunstgrenzen, so wird am Meßort eine charakteristische Deformation des Schönwetterfeldes festgestellt. Unter „Fremdfeld" am Meßort verstehen wir bei Vorhandensein eines „Fremdfeldgenerators" die

Differenz: gemessene Feldstärke minus ungestörte Schönwetterfeldstärke,

wobei letztere aus dem über langjährige Registrierungen bekannten Jahres- und Tagesgang für die zu betrachtende Uhrzeit zu erschließen ist. Ist also z. B. die registrierte Feldstärke niedriger als das Schönwetterfeld, das nach der Erfahrung für die gleiche Uhrzeit herrschen würde, so sprechen wir von einem negativen Fremdfeld. Ist die registrierte Feldstärke höher als die zu erwartende Schönwetterfeldstärke, so haben wir ein positives Fremdfeld, welches die Deformation verursacht.

C. Synoptische Tagesbeispiele

Wir verwenden schon hier ein Einteilungsprinzip, das sich bei der statistischen Bearbeitung des gesamten Datengutes klar herausgebildet hat; es ist nämlich zwischen zwei Föhntypen deutlich zu unterscheiden,

a) dem Föhntyp I, der sich durch niedrige und ruhige Werte des luftelektrischen Feldes an allen Stationen auszeichnet, und

b) dem Föhntyp II, der durch stark erhöhte und ungemein bewegte Werte des luftelektrischen Feldes an den Talstationen gekennzeichnet ist.

Die Ursachen für diese recht krassen Unterschiede werden wir weiter unten kennenlernen und eingehend besprechen.

Die einzelnen Tagesbeispiele mit den (abgezeichneten) Originalkurven auf den „synoptischen Tafeln" sollen das vielschichtige „Leben" in der Atmosphäre zwischen 650 und 3000 m NN vor den Augen des Lesers entfalten und so auf die Behandlung der statistisch gewonnenen mehrjährigen Erfahrungen vorbereiten, die im Abschn. D besprochen werden.

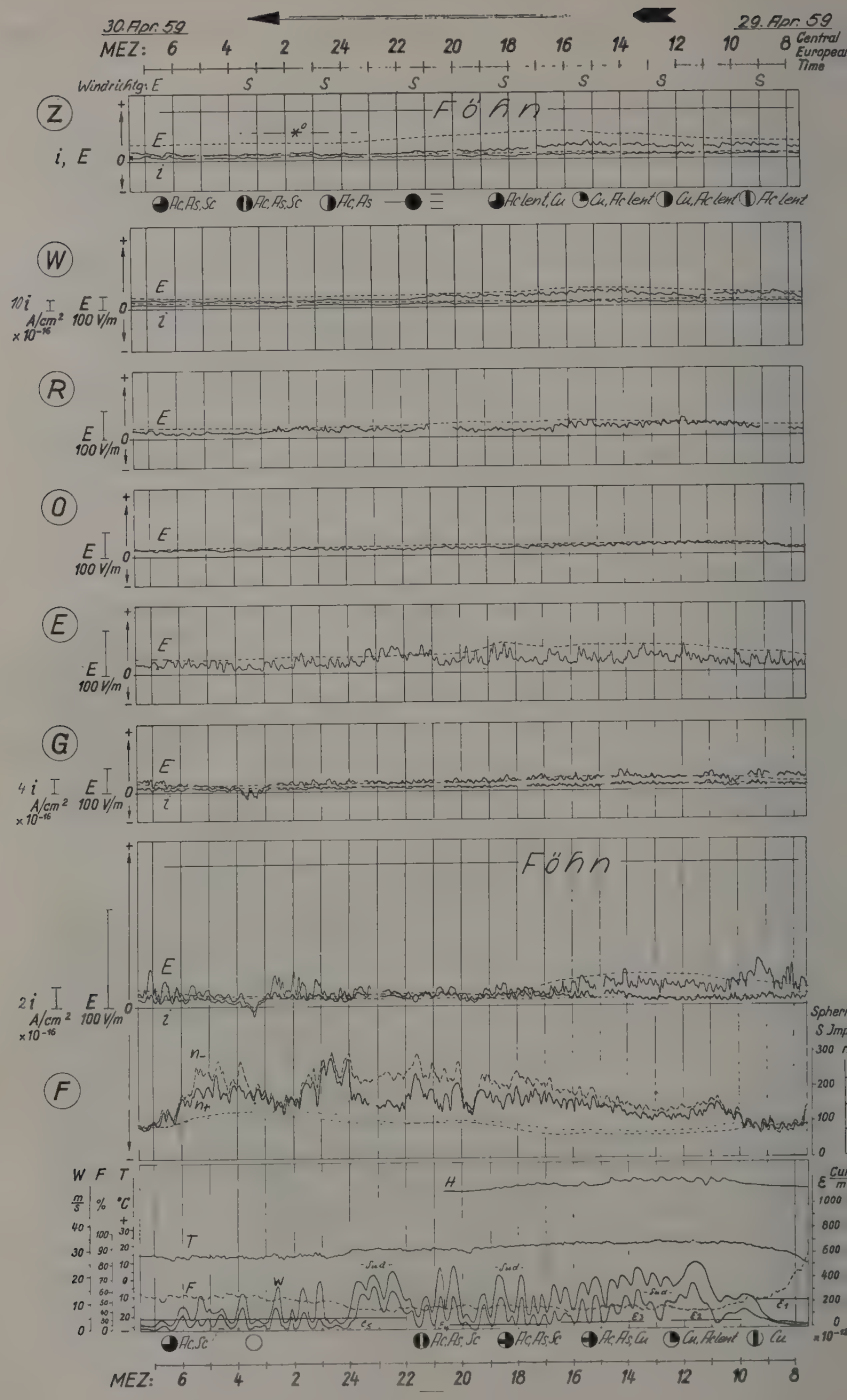
1. Beispiele zum Föhntyp I

a) Anhaltender Föhn an allen Stationen zwischen 675 und 3000 m NN

Zunächst betrachten wir den Fall eines über fast 24 Stunden anhaltenden und ab 10 Uhr bis zur Talsohle durchgreifenden Föhns auf der synoptischen Tafel 29./30. April 1959 (Abb. 2). Wir haben es hier nicht mit einem isolierten Föhntag, sondern um den letzten Tag einer viertägigen Föhnperiode zu tun. Wie unsere Berechnungen ergaben, herrschte in der Tat während dieser vier Tage überwiegend südliche Strömungsrichtung über dem Alpenkamm (s. Abschn. E. 6). Der 29. April zeichnete sich durch einen besonders eindrucksvollen „Föhnhimmel" aus: sich rasch verwandelnde riesige Ac lenticularis standen mit ostwestlich gerichteten Achsen unter fahlen hohen Altostratusfeldern, durch deren scharfgerandete Löcher der grellblaue Himmel sichtbar war. Im Tal herrschte anhaltend böiger Süd bei sehr niedriger relativer Feuchte und außerordentlicher Luftreinheit. Typisch für die Tal-Föhnlagen sind übrigens auch die fortwährenden kleinen, aber raschen Temperaturvariationen (Station F). Die Registrierung der Helligkeit des Zenithimmels (H) zeigt die rasch vorbeiziehenden hellen As-Felder an. Es wurde kein Schneefegen an den Gebirgskämmen, über die der Föhn blies, beobachtet, was für spätere Schlüsse wichtig ist.

Das luftelektrische Erscheinungsbild dieses Föhntages läßt sich folgendermaßen umreißen: an allen Stationen des Netzes ist die registrierte Feldstärke E deutlich bis erheblich gegenüber der mittleren Schönwetterfeldstärke des gleichen Monats (s. Legende zu Abb. 2) erniedrigt[1], am stärksten an Station Z, am schwächsten in G. Der Verlauf der Feldkurven ist außerdem ausgesprochen ruhig. Der Leitungsstrom i zeigt an den

[1] Daß natürlich hier nicht von einem Fremdfeld im obigen Sinne gesprochen werden kann, ist selbstverständlich, da ja Generatoren für den Aufbau eines solchen gar nicht existierten.


30. Apr. 59
29. Apr. 59
MEZ: 6 4 2 24 22 20 18 16 14 12 10 8
Central European Time
Windrichtg. E
S S S S S S S S
Z
i, E
Föhn
Ac, As, Sc
Ac, As, Sc
Ac, As
Ac lent, Cu
Cu, Ac lent
Cu, Ac lent
Ac lent
W
10 i A/cm² ×10⁻¹⁶
E 100 V/m
R
O
E
G
4 i A/cm² ×10⁻¹⁶
Föhn
2 i A/cm² ×10⁻¹⁶
F
W F T
m/s % °C
H
T
F
W
Ac, Sc
Ac, As, Sc
Ac, As, Sc
Ac, As, Cu
Cu, Ac lent
Cu
MEZ: 6 4 2 24 22 20 18 16 14 12 10 8

Gipfelstationen Z und W deutlich die Tendenz zur *Unter*schreitung des Schönwettermittels, in F ist die umgekehrte Tendenz (vor allem nachmittags und nachts bis 02 Uhr) zu beobachten. An Station G finden wir keine deutliche Abweichung der i-Kurve vom Schönwettermittelwert, was sehr wahrscheinlich eine Folge von lokalem Dunst im Ortsbereich ist (s. unten). Die positiven und negativen Kleinionendichten (Station F) beginnen mit Durchbruch des Föhns zum Tal (zwischen 09 und 10 Uhr) stark zu steigen, wobei die mittleren Schönwetterwerte ganz erheblich überschritten werden. Der Anstieg von n_+ und n_- fällt mit dem Abfall von E und dem Anstieg von i in F zeitlich zusammen.

Der Föhneinbruch zur Talsohle am Vormittag wird auch von den registrierten meteorologischen Größen deutlich angezeigt: steiler Feuchte- ab- und Temperaturanstieg, auffrischender Südwind. Bemerkenswert ist übrigens ein ständiges Überwiegen der n_--Werte gegenüber den n_+-Werten in der Talföhnströmung. Das sonst in der Regel bei Schönwetter und Talwind (mit Ausnahme bei starken Bodeninversionen) zu beobachtende Verhältnis: $\frac{n_+}{n_-} > 1$ wird zu $\frac{n_+}{n_-} < 1$ umgekehrt. Wir kommen darauf noch zurück.

Es ist noch auf das Verhalten der natürlichen Luftradioaktivität R_n hinzuweisen. Mit Einbruch des Föhns zum Tal am Vormittag des 29. April sank der Wert ganz erheblich ab. Das steht nicht im Widerspruch zu unseren früheren Feststellungen (R. Reiter [*13*, *27*, *29*, *30*]), wonach bei Südströmungen über den Alpen im Mittel die natürliche Luftradioaktivität ansteigt (s. Abschn. E. 6). Vielmehr haben wir hier den Fall vor uns, wie er auch schon beschrieben worden ist (R. Reiter [*29*]), wo die Reservoirs für Luft mit relativ hohem Gehalt an Emanationen und Folgeprodukten infolge tagelang anhaltender Südströmungen erschöpft und mit Luft geringer natürlicher Radioaktivität ausgespült sind.

b) Diskrete Durchbrüche des Föhns zum Talboden

Die Dynamik im luftelektrischen Geschehen wird besonders deutlich, wenn wir nun als Ergänzung zu Abb. 2, dem Tag mit *anhaltendem* Föhn an *allen* Stationen, *diskrete Föhnvorstöße* zur Talstation (F) auf Abb. 3 (23./24. Dezember 1957) betrachten. Station Z lag an diesem Tag pausenlos im Föhnsturm aus SE bis S. Die übrigen Stationen kamen nur zeitweise in die direkte Föhnströmung. So lagen die Hangstationen R, O und E im Lee, und der Einbruch des Föhns zu den Talstationen war

Abb. 2. Anhaltender Föhn vom Typ I an allen Stationen. Zeichenerklärung: In den Kreisen: Abkürzung für die Stationsnamen, s. Tabelle 1; E: Potentialgradient; i: Vertikalstrom (Ionenstrom); n_+, n_-: positive und negative Kleinionen; H: Himmelshelligkeit; T: Temperatur; F: relative Feuchte; W: Windgeschwindigkeit mit Streubreite (2 Grenzkurven). Kräftig gezeichnete Linien: abgezeichnete Originalregistrierungen; dünn gestrichelt: stündliche Schönwettermittel des gleichen Monats; S: Atmospherics; ε: natürliche Luftradioaktivität (RaB). Bewölkung und Niederschläge sind unter Verwendung der üblichen Symbole der Meteorologie eingetragen

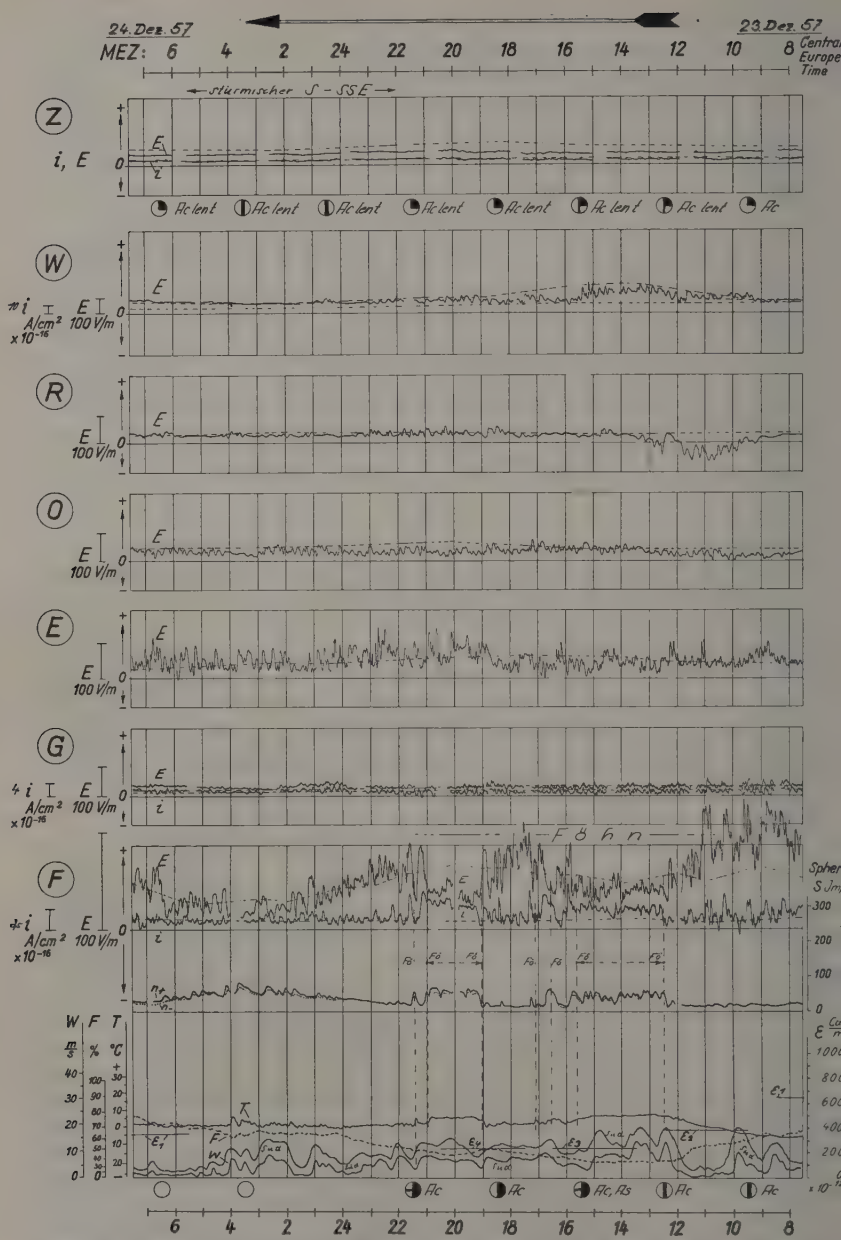


Abb. 3. An den Hochstationen herrscht anhaltend Föhn I, der auch zeitweise zur Talstation Farchant durchbricht. Diese Föhneinbrüche sind durch die senkrechten gestrichelten Bezugslinien markiert. Erklärungen s. Abb. 2

offensichtlich aus orographischen Gründen bei der vorherrschenden Strömungsrichtung etwas erschwert. Markante — und vermutlich nur lokale — Vorstöße erreichten Station F. Sie dürften nicht vom Wettersteingebirge her, sondern, was die Windrichtungsbeobachtungen von G wahrscheinlich machen, aus dem SE erfolgt sein. Sie waren deshalb auch nicht gleichzeitig an anderen Stationen beobachtbar (Hauptrichtung des Stationsnetzes, s. Abb. 1), doch sind diese Umstände für unsere Betrachtungen nicht weiter von Belang.

Aus der synoptischen Tafel Abb. 3 können wir folgendes ablesen: Genau wie im Falle Abb. 2 sind an der Station Z die Werte für E anhaltend stark, für i zeitweise schwach gegenüber dem Schönwettergang vermindert. Dagegen zeigen die E-Kurven der Stationen W, R, O, E keine typischen Abweichungen vom Normalverhalten, doch ist eine Tendenz zur Unterschreitung des Schönwettermittels unverkennbar. Die relativ kräftigen Variationen von E an Station E könnten mit Leewirbelbildung in Zusammenhang gebracht werden. Doch wenden wir uns nun der Hauptsache, nämlich der Betrachtung der *Föhnvorstöße an Talstation F* zu:

Diese sind durch die vertikalen, gestrichelten Bezugslinien markiert. Als bester meteorologischer Indikator für den Föhneinbruch kann hier die Temperatur dienen. Jeweils während eines Föhnvorstoßes — gleichwohl ob es sich um eine Periode von 2 bis 4 Stunden Dauer oder nur um einen Schwall von der Dauer mehrerer Minuten handelt — ist die Kleinionendichte deutlich erhöht. Ja, Temperatur- und Ionendichte-Kurven zeigen geradezu idealen Parallelgang. Gleichsinnig mit den Variationen der Kleinionendichte verläuft die i-Kurve, während E und i bzw. E und n_+, n_- antiparallelen Gang erkennen lassen. Während der Föhneinbrüche unterschreitet E den Schönwettermittelwert deutlich, während i den entsprechenden Schönwettermittelwert erheblich übersteigt. In den Föhnpausen ist E stark überhöht und sehr unruhig, während i um den Schönwetterwert pendelt. Dagegen sind die Ionendichtekurven während Föhn etwas unruhiger als in den Föhnpausen. Die natürliche Luftradioaktivität bleibt während der Föhneinbrüche etwas höher, als dem Mittelwert für die gleiche Tageszeit entsprechen würde. Am besprochenen Föhntag wurde kein Schneefegen an den Gebirgskämmen beobachtet.

Wir haben mit diesen Feststellungen bereits die wesentlichen Merkmale des Verhaltens der Größen: Feld, Strom und Kleinionendichte fixiert, wie sie fast allen Föhnlagen vom gleichen Typ eigen sind. Wir kommen bei der statistischen Bearbeitung darauf zurück.

c) Föhnströmung in der Höhe unter absinkendem Altostratus, aus dem schwacher Niederschlag fällt

Eine sehr häufige Föhnsituation ist folgende: ein nach Norden zu mehr und mehr geschlossener und sich verdichtender Altostratus endet im Süden über den Hochgebirgskämmen mit Altocumulus (Lenticularis-

formen) am Rand der Föhnlücke. Über einer Inversion bei 1000 bis 2000 m herrscht südliche Strömung, im Tal findet man nur schwache Luftbewegung von wechselnder Richtung. Der Altostratus verdichtet sich, es fallen vereinzelte Tropfen. Schließlich geht As in Ns über, der Wind springt auf W bis N (Föhnende), die Wolkenuntergrenze sinkt von über 3000 m auf 2000 m und darunter ab, und es setzt gleichmäßiger Niederschlag ein. Einen solchen typischen Fall zeigt die synoptische Tafel vom 21./22. September 1958 (Abb. 4). Wir wählen hier einen Fall aus der Zeit unserer Exkursion auf das Zugspitzplatt mit den zusätzlichen Stationen P und S, da wir ja vor allem Vorgänge in größerer Höhe betrachten wollen.

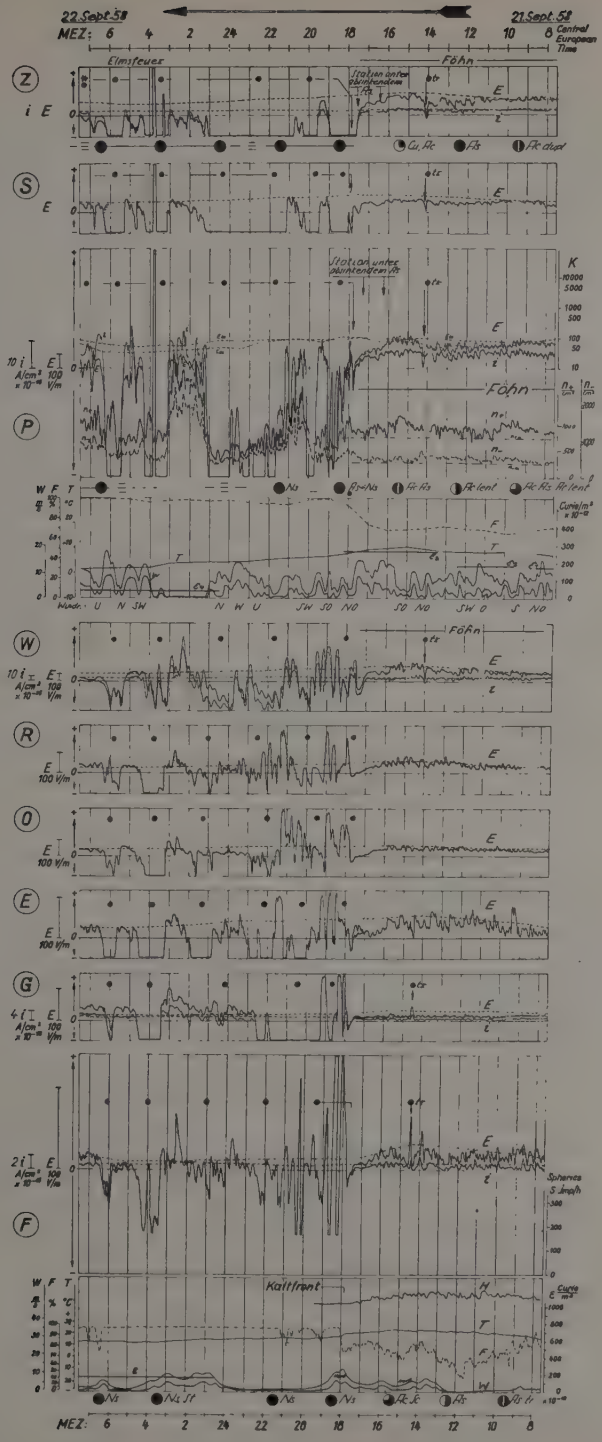
Vor dem Übergang des As/Ac in Ns finden wir an den Hochstationen, also über der Inversion, das uns bereits bekannte Bild: die Größen E und i sind gegen den Schönwettermittelwert deutlich bis stark vermindert, vor allem E.

Die Kleinionendichte an Station P ist angehoben, die natürliche Luftradioaktivität steigt in der Föhnströmung ständig an, in Übereinstimmung mit unseren früheren, oben erwähnten, Erfahrungen — handelt es sich doch hier um den *ersten* Tag mit ausgeprägter Südströmung über dem Alpenkamm. An Station W ist E während Föhn deutlich vermindert, i fast normal. Die Hang- bzw. hangnahen Stationen können wir übergehen, da wir hier wieder mit Abweichungen infolge von Leewirkungen rechnen müssen. An den Talstationen G und F finden wir im Gegensatz zu den Verhältnissen beim „durchgebrochenen" Föhn Feld E *und* Strom i sehr stark vermindert. Es ist dies die Folge der bekannten und im Hochgebirge von R. Reiter [*16, 17, 31*] eingehend studierten Raumladungsanhäufungen an Inversionsschichten, auf die wir in Abschn. E. 4 noch näher eingehen werden. Während die Dunstobergrenze hauptsächlich positive Raumladungen trägt, wird die Inversion vom Boden her mit negativen Ladungen beschickt. Dieser Vorgang führt zu einer laufenden Verminderung bis Elimination des Schönwetterfeldes zwischen Bodenoberfläche und Inversion, so daß E *und* i-Werte an den Talstationen das Schönwettermittel stark unterschreiten. Man kann hier durchaus von einem negativen „Fremdfeld" sprechen, das dem normalen Schönwetterfeld entgegengerichtet ist bzw. es aufhebt.

Fallen — gegen Ende der Föhnsituation — vereinzelte Tropfen aus dem As, so haben sehr viele Beobachtungen folgendes ergeben — und Abb. 4 zeigt das ebenfalls:

An den Hochstationen ist im schwachen Niederschlag aus As ein negatives Fremdfeld festzustellen, wie die negativ gerichteten Zacken von E und i um 14 Uhr (Abb. 4) an Z, S, P und W zeigen. An den Talstationen dagegen ist das Fremdfeld im gleichen Niederschlag entgegengesetzt ge-

Abb. 4. Beispiel für die Ablösung von Föhn I durch eine Kaltfront, der absinkender Altostratus vorausgeht. Wegen der negativen Raumladungen an der Unterseite des As tritt an allen Stationen noch lange vor dem Niederschlag negatives Fremdfeld auf. Erklärungen s. Abb. 2


22. Sept. 58
21. Sept. 58
MEZ: 6 4 2 24 22 20 18 16 14 12 10 8
Central European Time
Elmsfeuer
Föhn
Station unter Gewitterzelle
Station unter gewitterndem Ns
Föhn
Kaltfront
Spheres 5 Imp/h

richtet, also positiv, was in G und F (positive, dem Schönwetterfeld aufgesetzte Zacken) zu erkennen ist. Es dürften hier Umladungen an den Niederschlagsteilchen im freien Fall stattfinden, die sich unter Umständen, wie unsere Beobachtungen nahelegen, mehrmals wiederholen können. Diese Umladungen treten um so häufiger auf, je länger das Niederschlagsteilchen unterwegs ist, also z. B. wenn es relativ klein ist, oder wenn es gegen Aufwinde fallen muß. Darüber soll in späteren Arbeiten eingehender berichtet werden.

Erfolgt schließlich die Transformation von As in Ns, so stellt man unter allen Stationen im Netz ein sich verstärkendes negatives Fremdfeld fest, das schon vor Eintreffen der Niederschlagsteilchen an der Station zu einer Umkehr des vorher positiven Feldes zur negativen Richtung führt. Dasselbe Phänomen, aber noch verstärkt, wird stets an einer Gipfelstation auch dann beobachtet, wenn sie in die absinkende As/Ns-Untergrenze eintaucht (Abb. 4, 17.30 bis 18 Uhr). Daraus geht eindeutig hervor, daß As und hoher Ns an der Untergrenze erhebliche negative Raumladung tragen. Setzt schließlich stärkerer Niederschlag ein, der in der Regel die Föhnsituation beendigt (Kaltfront), dann findet man an Hochstationen in gleichmäßigem Regen weit überwiegend negatives Fremdfeld (Z, S, P, Abb. 4). Auf dem Fallweg des Niederschlags bis zum Tal kommen wieder Umladungen vor, so daß neben einem überwiegend negativen Fremdfeld auch vereinzelte positive Feld-Spitzen an den Talstationen auftreten. Auf alle diese letzteren Probleme soll in einer späteren zusammenfassenden Arbeit näher eingegangen werden. Aber da der Altostratus mit zum Föhnbild gehört, sollten die ihm zuzuordnenden luftelektrischen Phänomene hier nicht übergangen werden. Über Raumladungen an Ac lenticularis s. Abschn. E. 3.

2. Beispiele zum Föhntyp II

Das entscheidende Merkmal des Föhntyps II sind *anhaltende und heftige Variationen von E und i*. Es sei hier schon vorweggenommen — der Beweis wird später noch zu erbringen sein —, daß diese wirklich extremen Störungen der luftelektrischen Elemente dann auftreten, wenn an den Gebirgskämmen mehr oder weniger heftiges Schneefegen tobt. Die Mitbeteiligung von Schneefegen unmittelbar an den niederen Hang- und Talstationen kann dabei mit Sicherheit ausgeschlossen werden.

Besonders einprägsam wird Föhntyp II durch die synoptische Tafel vom 12. Dezember 1957 (Abb. 5) vertreten: Station Z befand sich im Bereich des „direkten" Schneefegens, d. h. in jenem Gebiet, in dem unmittelbar Schneekristalle aufgewirbelt oder durch das in der Nähe aufgewirbelte Kristalle hindurchgetrieben wurden. Im Bereich dieses direkten Schneefegens treten — nach unseren Erfahrungen — ausschließlich *negative*, rasch fluktuierende Fremdfelder auf, wie es Abb. 5 zeigt (Station Z). An den übrigen Stationen (W, R, O, E, G, F) dagegen finden wir ausnahmslos *positive* Fremdfelder von zum Teil unerhörter Unruhe nud langer Ausdauer. Bemerkenswert ist nun, daß der Föhn im vor-

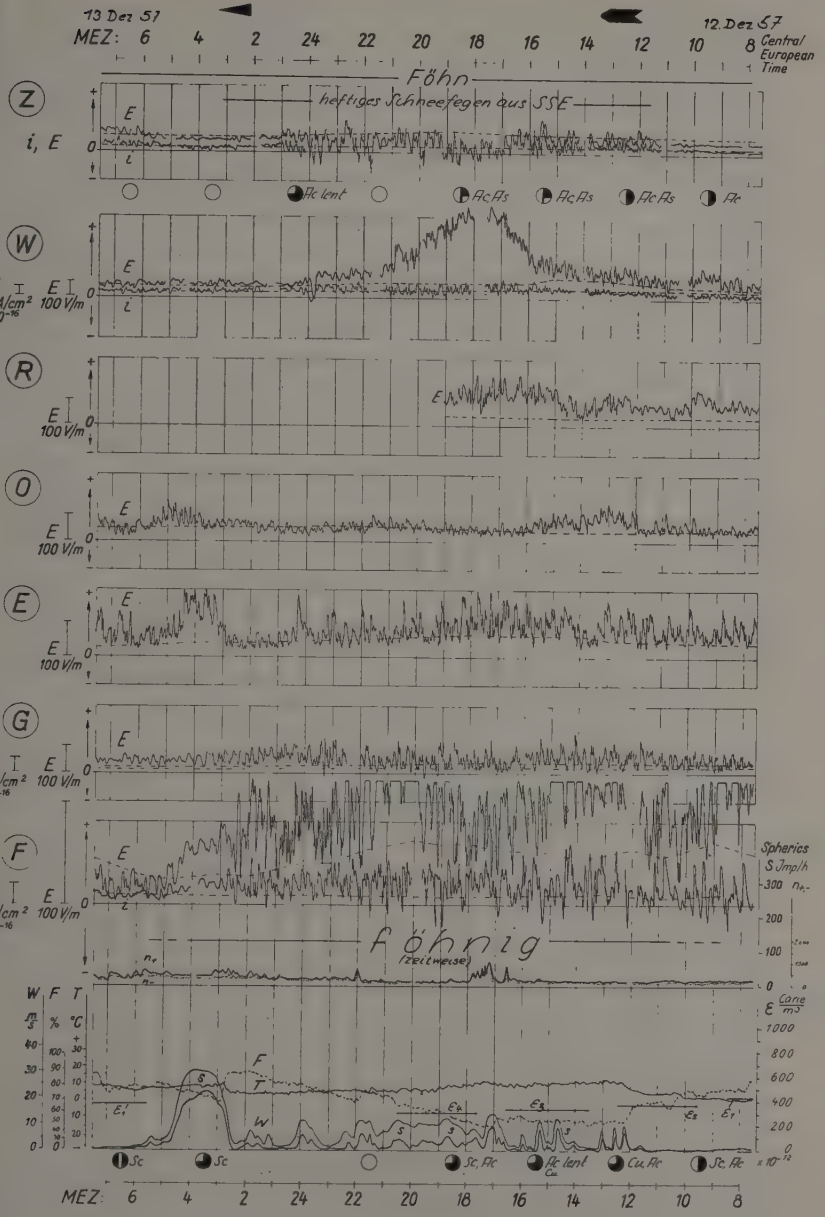


Abb. 5. Beispiel für anhaltenden Föhntyp II

liegenden Fall die Talstationen eigentlich gar nicht erfaßte. Obwohl im Tal leichter Südwind herrschte, fehlten die typischen Föhnmerkmale: anhaltende und ausgeprägte Böigkeit des Windes, extrem niedrige Feuchtewerte (die Feuchte sank kaum unter 50%), hohe Kleinionendichten. Zahlreiche Beobachtungen dieser Art weisen darauf hin, daß es sich hier um auslösende Vorgänge in mittleren Höhen zwischen 1000 und 3000 m NN handelt: nämlich um positive Raumladungswolken in der Föhnströmung, die eine unmittelbare Folge des Schneefegens sind. Wie wir in Abschn. E. 1 noch näher ausführen werden, erfolgte im Lee eine Windsichtung der im Luv aufgewirbelten, zerwirbelten und teilweise durch die Kraft des Sturmes zermahlenen Schneekristalle statt. Die gröberen Bruchstücke sinken als dichte weiße Fahnen rasch wieder zu Boden, während die kleinen und kleinsten Bruchstücke von der Föhnströmung fortgetragen werden, in der sie notwendigerweise sehr rasch durch Sublimation Substanz verlieren und dadurch um so leichter und weiter mit dem Wind abtransportiert werden. Schließlich bleiben nur noch die geladenen Eiskeime übrig.

Beim Zerbrechen der Eiskristalle erfolgt Ladungstrennung (s. Abschn. E. 1.): Die kleinen Bruchstücke übernehmen überwiegend positive Ladung, die groben Partikel bleiben mit überwiegend negativer Ladung zurück. Die in der Föhnströmung verfrachteten Kristallbruchstücke und übrigbleibenden Eiskeime tragen somit positive Ladung, d. h. von Gebirgskämmen, an denen Schneefegen tobt, lösen sich positive Raumladungswolken, die mit der jeweiligen Windgeschwindigkeit fortgetragen werden. Es ist plausibel, daß die Lebensdauer[1] solcher Raumladungen in der Größenordnung von mehreren Minuten liegt. Das bedeutet, daß

[1] Für die Entladung der Partikel ist in erster Linie die Leitfähigkeit λ der Luft maßgebend, in der sie suspendiert sind. Die Zeitkonstante für die Entladung ergibt sich aus $t = \varepsilon/\lambda$, wobei $\varepsilon = 8{,}86 \cdot 10^{-14}$ (As/Vcm) ist. Nach Abschn. E. 7. kann die Luftleitfähigkeit während Föhn in 2 km Höhe mit $\lambda = 8 \cdot 10^{-16}$ (Ohm^{-1} cm^{-1}) angenommen werden. Daraus ergibt sich eine Zeitkonstante von rund 2 Minuten, d h. innerhalb von 2 Minuten ist die Ladung auf den Wert 1/e (ca. $^1/_3$) abgesunken. Merkliche Raumladungen müßten also noch 3 bis 4 Minuten nach ihrer Entstehung in der Luftströmung vorhanden sein. Bei 100 km/h Windgeschwindigkeit legt die Raumladungswolke in 3 bis 4 Minuten eine Strecke von 5 bis 7 km zurück. Das bedeutet nun, daß diese, den Föhntyp II charakterisierenden Raumladungseffekte in größerer Entfernung vom Alpenrand, also wohl schon nicht mehr im Alpenvorland, feststellbar sein dürften. Andererseits handelt es sich dabei keineswegs um eine nur sehr lokale Erscheinung, denn je nach der Strömungsrichtung des Föhns tritt ja Schneefegen an zahllosen, „hintereinandergeschalteten" Kämmen auf, so daß dann wohl ein Großteil der — schneebedeckten — Alpengebiete unter einem rasch dahineilenden „Raumladungsnebel" liegt.

Aus den luftelektrischen Registrierungen läßt sich übrigens auch die bei Schneefegen an den Kämmen gebildete Ladung abschätzen: nimmt man an, daß die positiven Ladungen in einer Ebene angeordnet sind und diese die Ausdehnung von 2 × 5 km haben soll, so kann die Ladung in dieser Fläche mit $2 - 3 \cdot 10^{-3}$ Coulomb angenommen werden.

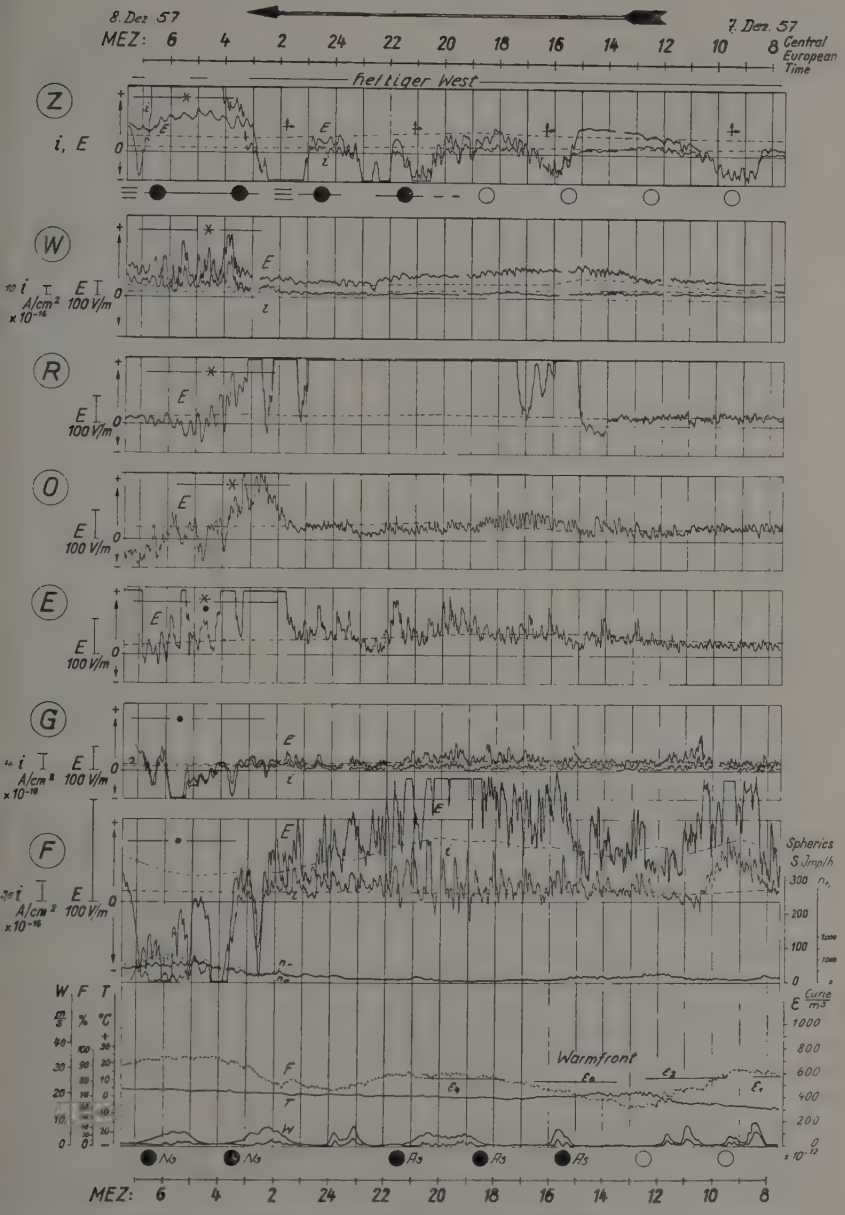


Abb. 6. Beispiel für anhaltenden Föhntyp II bei Westströmung, der durch Niederschläge beendet wird (Schneefall an Hochstationen, Regen an Talstationen)

in Anbetracht der bei Föhn relativ hohen Strömungsgeschwindigkeit die mitgeführten Raumladungen noch viele Kilometer vom Entstehungsort entfernt feststellbar sein müssen. Das stimmt mit unseren Beobachtungen gut überein, die gezeigt haben, daß die aus Abb. 5 ersichtlichen heftigen Feldstörungen noch in mindestens 5 bis 10 km Entfernung vom Ort des Schneefegens sehr deutlich meßbar sind.

Die extreme Unruhe der luftelektrischen Größen kommt einfach daher, daß die über den Meßort fliegenden Raumladungen äußerst inhomogen sind (räumlich stark wechselnde Ladungsdichte), was bei ihrer raschen Ortsveränderung zu Potentialschwankungen innerhalb von Sekunden bis Minuten führt. Sicherlich war in den meisten Fällen das zeitliche Auflösevermögen der Registriergeräte (Größenordnung: Minuten) überschritten, so daß die Amplituden der Variationen in Wirklichkeit sicher oft noch viel größer waren. Es würde sich lohnen, hier Messungen mittels Feldmühlen durchzuführen.

Dagegen, daß es sich um bodennahe Raumladungen als Ursachen handeln könne, sprechen übrigens auch die sehr niedrigen und glatten Kurven der Kleinionendichten.

Die oben besprochenen luftelektrischen Effekte während Föhntyp II treten, wie schon angedeutet, auch dann auf, wenn der Föhn nicht bis zum Boden durchgreift („Höhenföhn", „noch nicht durchgebrochener Föhn"), ja, wir haben gesehen, daß der Föhntyp II gerade sehr häufig — warum, sei dahingestellt — bei südlicher *Höhen*strömung und *Boden*inversionen[1] auftritt. Diese und noch eine weitere Beobachtung könnten auch für biometeorologische Betrachtungen von Interesse sein: Die hohen und ungemein rasch schwankenden Feldstärken, wie sie bei Föhntyp II auftreten, sind jedenfalls eine ganz besonders stark ins Auge fallende Eigenschaft (vgl. hierzu R. Reiter [*21*]).

Es muß hier aber noch ergänzt werden, daß die den Föhntyp II charakterisierenden luftelektrischen Erscheinungen gelegentlich auch ohne Föhnmerkmale in reinen Westströmungen beobachtet werden. Abb. 6 ist dafür ein Beispiel: Wieder finden wir an Station Z im direkten Schneefegen (Weststurm) negative Fremdfelder, an den Stationen R, E, G und F positive Fremdfelder von großer Unruhe ohne Anzeichen föhniger Begleiterscheinungen.

Wir beschließen die Reihe der Einzelfälle mit einem Spezialfall (Synoptische Tafel 19. Dezember 1958, Abb. 7) der Gruppe von fünf gleichartigen Fällen, die sich alle ausschließlich und in unmittelbarer zeitlicher Folge im Dezember 1958 ereignet haben. Um den 18./19. Dezember 1958 entwickelte sich westlich der britischen Inseln ein Sturmtief (Kern:

[1] Es wäre übrigens daran zu denken, daß ein Teil der beim Schneefegen erzeugten Raumladungen auf Oberseiten von Dunstinversionen abgelagert werden könnte. Das würde zu einer Verlängerung der Lebensdauer der Raumladungen führen und könnte bewirken, daß sich Dunstschichten besonders hoch elektrisch beladen, was zu mancherlei Folgeerscheinungen führen würde (s. Abschn. E. 4.).

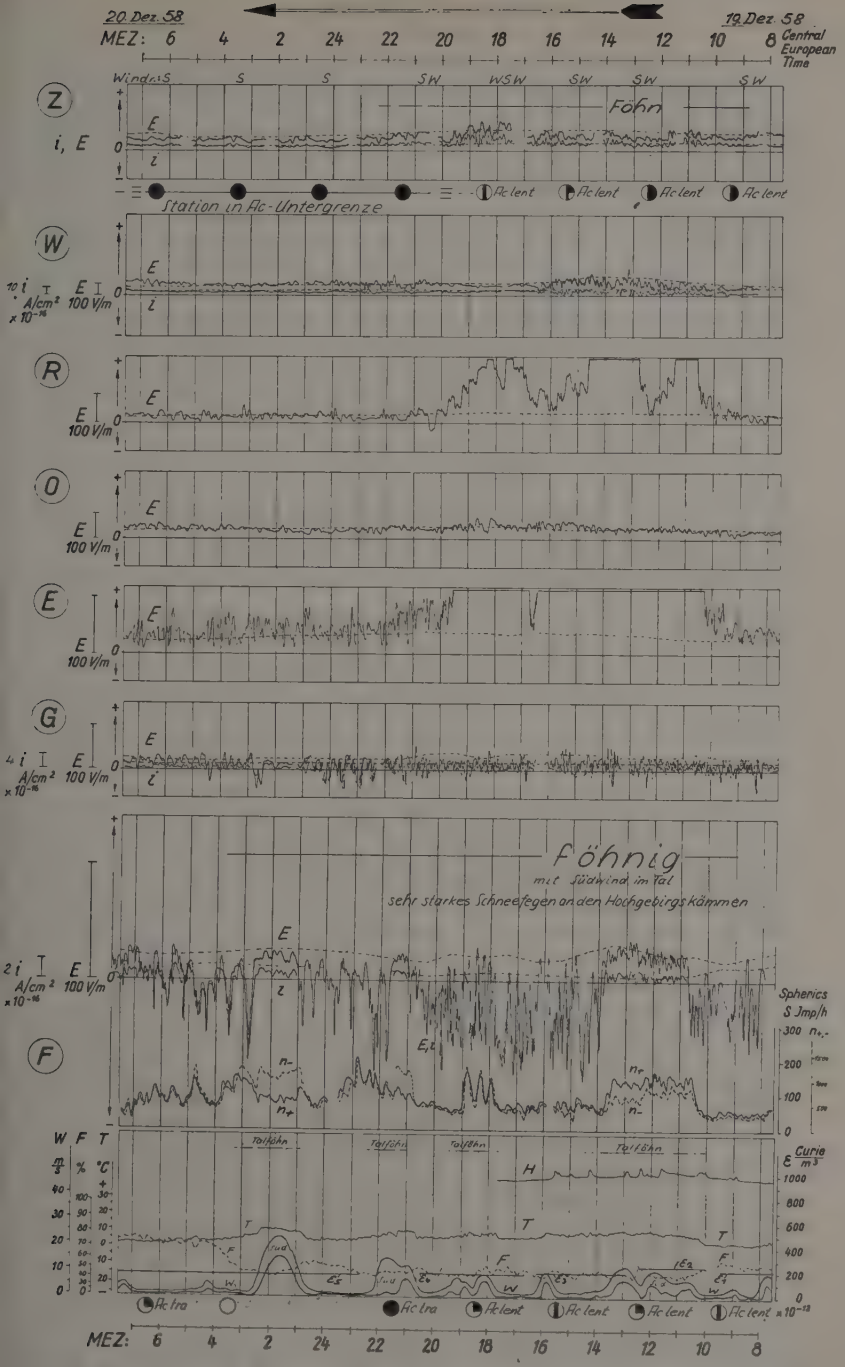


Abb. 7. Sonderfall zum Föhntyp II: an der Talstation Farchant herrschen erhebliche *negative* Fremdfelder

950 mb), das eine heftige Föhnströmung auslöste (Zugspitze bis zu Windstärke 9). Es wurden auch leichte Föhneinbrüche ins Tal von Garmisch/Farchant beobachtet, doch blieb die Windbewegung am Talgrund schwach[1]. Während nun die Hochgebirgsstationen in diesen fünf Tagen in der Regel überhöhte und stark schwankende *positive* Fremdfelder registrierten, war das fluktuierende Fremdfeld an den Talstationen G und F ausnahmslos *negativ* gerichtet. Es ist noch nicht möglich, einen Grund für diese sonderbare Abweichung anzugeben. Man könnte vermuten, daß a) die besondere Heftigkeit der Föhnströmung hier zu Abweichungen führte oder daß b) der sehr hohe Gehalt der vor der Föhnperiode gefallenen Niederschläge an Kernspaltprodukten eine Rolle gespielt haben mag, doch sei beides hier ganz offen gelassen. Jedenfalls trat dieses abweichende Verhalten ausschließlich im Dezember 1958 auf.

3. Die jahreszeitliche Verteilung der beiden Föhntypen I und II

Tabelle 2 gibt Aufschluß über die Häufigkeit der beiden Föhntypen in den einzelnen Monaten, wobei die Beobachtungsjahre 1955, 1956, 1957 und 1958 zusammengefaßt wurden.

Tabelle 2. *Die monatliche Häufigkeit der Föhntypen I und II in den Jahren 1955 bis 1958*

Föhntyp	Zahl der Fälle	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
I	39	4	2	3	4	4	1	3	2	5	5	5	1
II	45	14	8	2	1	1	0	0	0	0	2	4	13

Tabelle 2 sagt aus, daß Föhntyp II nur auftritt, wenn noch oder schon wieder Schnee im Hochgebirge liegt. Er fehlt im Sommer und Frühherbst gänzlich. Dagegen findet man beim Föhntyp I eine fast gleichmäßige Verteilung über das ganze Jahr mit einer Bevorzugung von Herbst (und Frühjahr). Daß in den vier Jahren nur insgesamt 84 Föhnlagen gezählt wurden, mag verwundern. Nach den Beobachtungen des Observatoriums Zugspitze (H. Hauer [*32*]) wurden dort in den Jahren 1906 bis 1947 im Mittel 65 Föhnlagen pro Jahr beobachtet, während aus Tabelle 1 nur 22 Föhnlagen pro Jahr hervorgehen. Tabelle 2 soll nur gegenüberstellen, wie oft ganz eindeutige Vertreter des Typs I und des Typs II beobachtet wurden. Das heißt, was nach dem luftelektrischen Erscheinungsbild nicht klar eingeordnet werden konnte, mußte unberücksichtigt bleiben. Ebenfalls weggelassen wurden alle „föhnigen" Lagen, d. h. Lagen mit nur sehr schwachen oder sehr kurzdauernden Föhneffekten und schließlich Tage, an denen Ausfälle an Registriergeräten eingetreten sind.

[1] Schneefegen im Tal ist auszuschließen, die Schneegrenze lag über 1200 m.

D. Ergebnisse synoptisch-klimatologischer Untersuchungen

Im folgenden wird versucht werden, aus den eindeutigen Vertretern ihres Typs jeweils einen „mittleren Föhntag" zu konstruieren, der ein geschlossenes Bild vom luftelektrischen Geschehen und atmosphärisch-elektrischen Zustand während Föhn geben soll. Wir stützen uns dabei auf das in den Jahren 1955 bis 1958 gesammelte Beobachtungsmaterial und die statistische Bearbeitung der jeweiligen Stundenmittelwerte. Es sind nur Fälle mit wirklich anhaltenden und eindeutigen Föhnsituationen und lückenlosen luftelektrischen Registrierungen an allen Stationen aufgenommen. Auf die Berücksichtigung des Tagesganges und den Vergleich mit dem Normalgang während eines nicht-föhnigen Schönwetters wurde besonderes Gewicht gelegt.

1. Mittlerer Föhntag Typ I, gesonderte meteorologisch-luftelektrische Betrachtungen für die Stationen Farchant, Garmisch und Zugspitze

Es sei hier vermerkt, daß in den Abb. 8 und 9 dieselben Kalendertage verwendet worden sind.

a) Farchant

Abb. 8 zeigt den Tagesverlauf der luftelektrischen Elemente und einiger meteorologischer Größen am mittleren Föhntag Typ I an Station F, dazu noch die mittlere Windgeschwindigkeit auf Z und die Häufigkeitsverteilung der Windrichtung auf Z (aus den Terminen 13, 19 und 7 MEZ) während der betrachteten Tage.

Die Werte für E und i wurden pro Föhnstunde in Prozenten des Schönwetterstundenmittels des gleichen Monats übersetzt und gemittelt. Damit wurde auch automatisch dem Jahresgang Rechnung getragen. „100%" in den Abb. 8, 9 und 10 bedeutet demnach bei E bzw. i: Föhnwert = Schönwetterwert ohne Föhn im gleichen Monat, Werte über 100%: Föhnwerte > Schönwetterwert ohne Föhn im gleichen Monat.

Bei n_+, n_- und S wurden die tatsächlich gemessenen Werte a) während Föhn und b) während Schönwetter ohne Föhn eingetragen. Dasselbe gilt für die Radioaktivitätsdaten R_n und R_k und den Schmutzgehalt der Luft *Sch*. Die eingezeichneten Niveaus geben die für die jeweiligen Expositionsintervalle (Dauer = Länge des horizontalen Balkens) im Mittel erhaltene Werte wieder. Überschuß am Föhntag gegenüber normalem Schönwetter ist durch Schrägschraffur, Defizit durch Senkrechtschraffur augenfällig gemacht.

Aus Abb. 8 können wir ablesen:

Während des Tagesabschnittes mit der im Mittel stärksten Föhnaktivität (etwa 12 bis 22 MEZ, vgl. die Kurven für F und e) ist i gegenüber dem Schönwetterstrom stark erhöht (Maximum 160% des Schön-

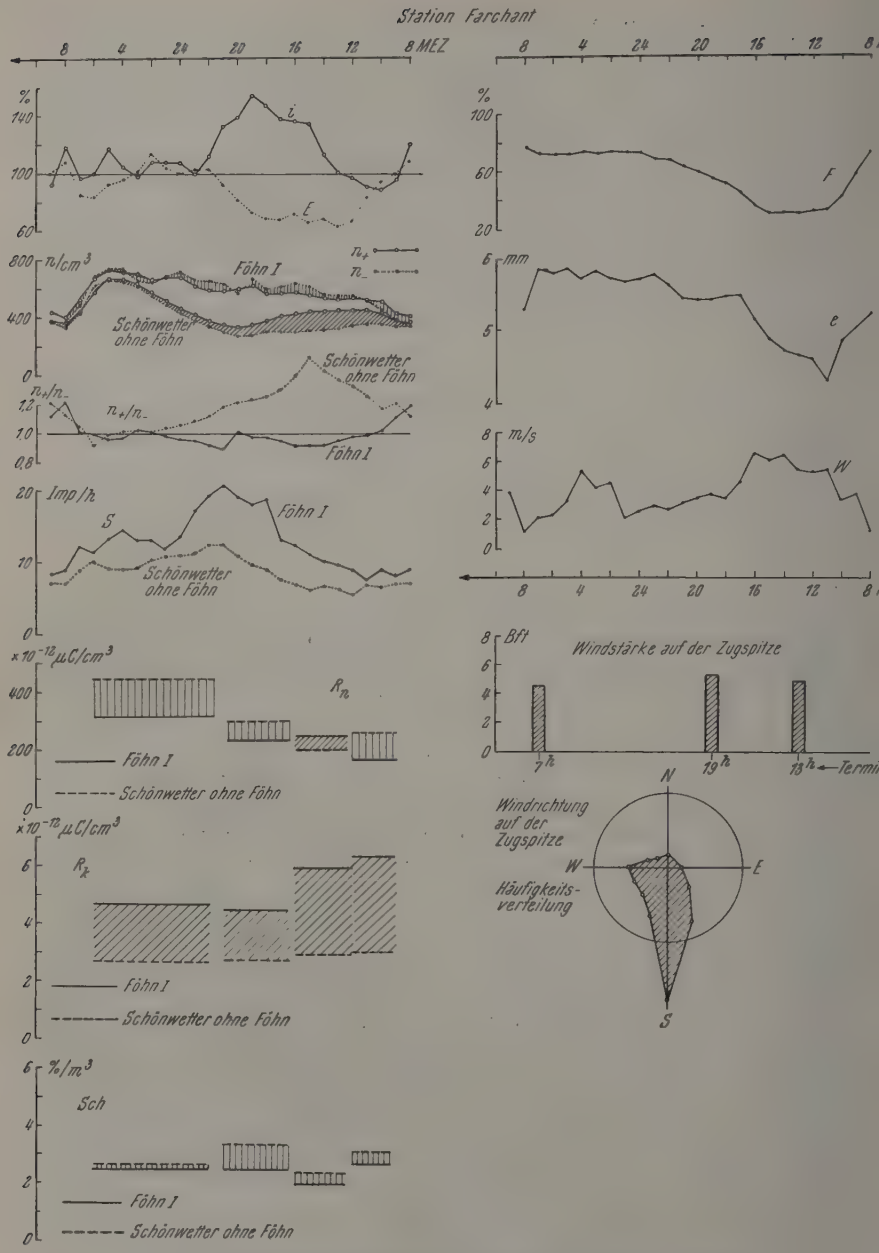


Abb. 8. Mittlerer Föhntag Typ I, Station Farchant (20 Fälle)

wetterstromes), E dagegen vermindert (Minimum 60% des Schönwetterstromes). E und i verlaufen übrigens nicht, wie man zunächst erwarten möchte, zueinander spiegelbildlich. Die Werte für n_+ und n_- liegen während Föhn I ausschließlich über den normalen Schönwetterwerten, und zwar sind die Abweichungen in den Nachmittags- und Abendstunden am größten. Besondere Beachtung verdient noch das Verhältnis n_+/n_-. Abgesehen von wenigen Nachtstunden ist dieses Verhältnis an den Schönwettertagen ohne Föhn deutlich größer als 1 (Maximum: 15 Uhr). Während Föhn I hingegen liegt das Verhältnis n_+/n_- stets nahe bei 1, wobei vielfach über mehrere Stunden der Wert 1 unterschritten wird, also die negative Kleinionendichte überwiegt.

Die Zahl der Infralangwellenimpulse (Atmospherics, S) ist während den Föhntagen Typ I ausnahmslos deutlich bis erheblich größer als an normalen Schönwettertagen. Das steht in Übereinstimmung mit unseren früheren Feststellungen (R. Reiter [*21*]), wonach bereits am Föhntag, aber noch mehr am darauffolgenden Tag der Längstwellenpegel ansteigt. Das ist eine Folge der Annäherung zyklonaler oder zyklogenetischer Störungen, die ja meist auch die Ursache für die Ausbildung der Föhnlage sind.

Die natürliche Luftradioaktivität weist an den Föhntagen vom Typ I mit Ausnahme des Nachmittags ein Defizit gegenüber den normalen Schönwettertagen auf. Der Überschuß am Föhnnachmittag ist eine Folge der Anzapfung der relativ stark mit Emanationen und Folgeprodukten beladenen Höhenströmung aus Süd durch die strahlungsbedingte Konvektion, die andererseits an den normalen Schönwettertagen zu einer starken Verminderung der natürlichen Radioaktivität, deren Hauptquellen ja in der Bodenoberfläche liegen, führt. Das Defizit von R_n abends, nachts und am Morgen des Föhntages rührt daher, daß sich infolge der anhaltenden Südströmung im Tal (s. Windgeschwindigkeit) keine Bodeninversion ausbilden kann, unter der sich an den normalen Schönwettertagen während Windstille am Talboden hohe Werte der natürlichen Luftradioaktivität einzustellen pflegen, die die Konzentration in der Föhnströmung in der Regel übersteigen.

Die künstliche Luftradioaktivität ist an den Föhntagen im Mittel deutlich erhöht. Es hat sich nämlich gezeigt, daß Luftkörper, die aus südlicheren Breiten herangeführt werden, stärker mit künstlich radioaktivem Aerosol beladen sind als andere. Dazu kommt noch, daß die Föhnströmung praktisch den ganzen Tag über das ihr eigene Aerosol bis zum Talboden herabbefördert, eben weil sich keine hindernden Bodeninversionen ausbilden. Näheres über natürliche und künstliche Radioaktivität des Aerosols und seine Bindung an meteorologische Zustände und Vorgänge s. bei R. Reiter [*27*]).

Der Schmutzgehalt der Luft *Sch* ist an Föhntagen ausnahmslos geringer als an normalen Schönwettertagen.

Die Windgeschwindigkeit beträgt auf der Zugspitze während der betrachteten Föhntage zwischen 4 und 6 Bft, die Häufigkeit reiner Südwinde ist weitaus am größten.

b) Garmisch

An Station G stehen aus dem luftelektrischen Komplex nur die Größen E und i zur Verfügung. Wie Abb. 9 zeigt, ist am durchschnittlichen Föhn-I-Tag wie an Station F die Feldstärke E anhaltend vermindert und die Ionenstromstärke i erhöht. Zum Unterschied gegenüber F ist aber die Abweichung der i-Werte vom Schönwettermittel bedeutend geringer, dafür über eine längere Zeitdauer anhaltend. Dies dürfte

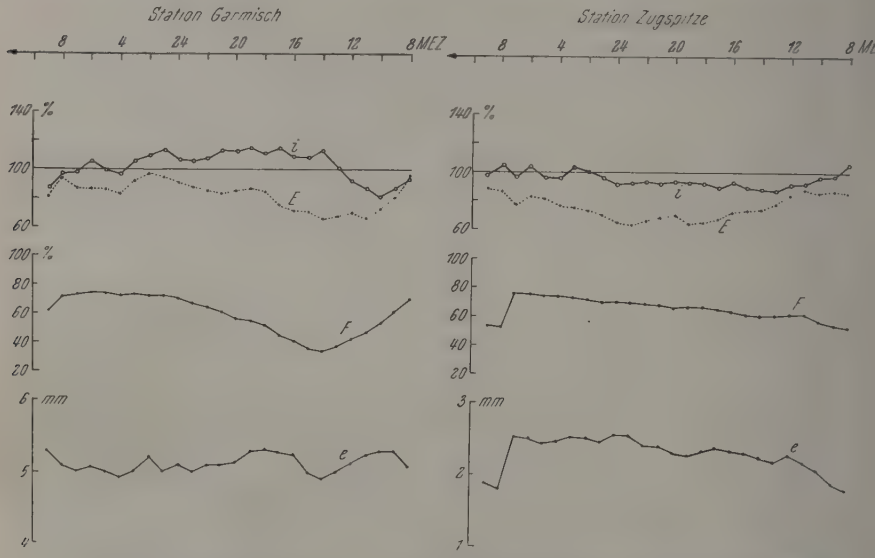


Abb. 9. Mittlerer Föhntag Typ I, Stationen Garmisch und Zugspitze (20 Fälle)

eine Folge der im Ortsbereich Garmisch-Partenkirchen ständig neu gebildeten Grobaerosole sein, die auch von einer anhaltenden und durchgreifenden Föhnströmung nicht immer vollständig beseitigt werden können.

c) Zugspitze

Das Verhalten der Größen E und i an der Gipfelstation Zugspitze zeigt ein etwas anderes Gesicht (Abb. 9): Die Verminderung der Feldstärke während Föhn I gegenüber Schönwetter ohne Föhn ist gleichmäßiger als an den Talstationen und die stärkste negative Abweichung finden wir nicht am frühen Nachmittag, sondern am Abend bis kurz vor Mitternacht. Besonders auffallend ist nun, daß i an der Gipfelstation während Föhn I nicht erhöht, sondern vermindert ist, und zwar anhaltend über viele Stunden. Wir werden diese Erscheinung im nächsten Abschnitt zu erklären versuchen.

2. Mittlerer Föhntag Typ I, synoptische Betrachtung des atmosphärisch-elektrischen Zustandes zwischen 675 und 3000 m NN

Eine synoptische Darstellung des luftelektrischen Zustandes für die Föhnlage vom Typ I zeigt Abb. 10. Die Besonderheiten an den Stationen Z, G und F haben wir bereits oben besprochen. Es ist hier noch zu er-

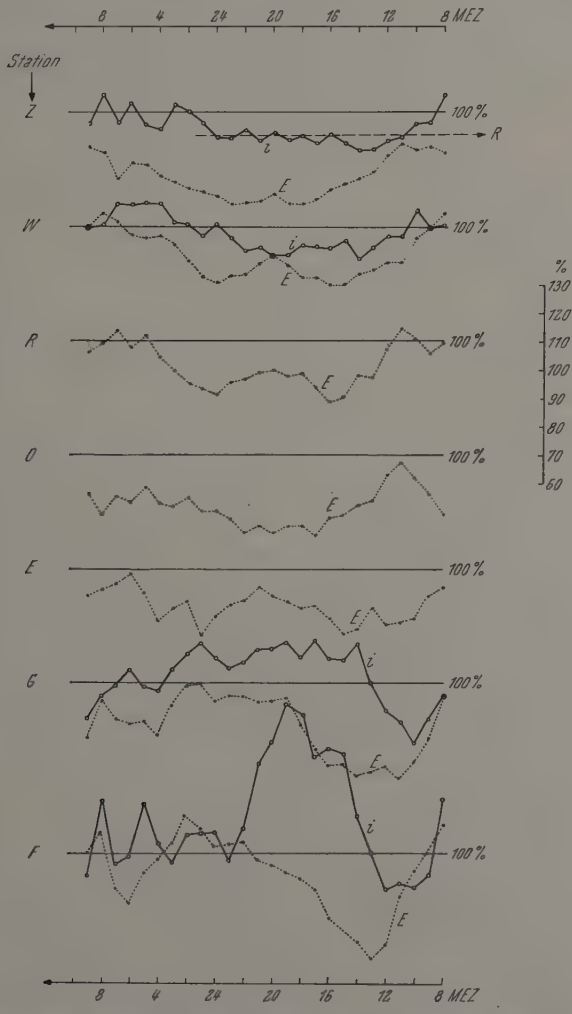


Abb. 10. Mittlerer Föhntag Typ I, synoptische Darstellung für alle Stationen (20 Fälle)

gänzen, daß die Abweichungen der Größe E gegenüber ihrem Gang an Schönwettertagen ohne Föhn an den Stationen Z, W, R, O und E sehr gut untereinander übereinstimmen. Mit abnehmender Stationshöhe ist ein allmählicher Übergang in den Taltypus (G und F) zu erkennen. Sehr überzeugend ist die Übereinstimmung der i-Abweichungen an den Gipfelstationen Z und W untereinander (i-Defizite) und deren Antiparallelität zu den i-Abweichungen im Tal (i-Überschüsse), worauf wir anschließend näher eingehen werden.

3. Begründung für die Abnahme der Leitungsstromdichte am Berggipfel während Föhn gegenüber gewöhnlichem Schönwetter

In jüngster Zeit wurden von H. Rabich [22] auf Anregung des Verfassers funktionentheoretische Berechnungen über Leitungsstromdichteerhöhungen und Felddeformationen an idealisierten Kanten und Kämmen (Bergrücken) durchgeführt. Aus einem Nomogramm lassen sich aus Kammwinkel, Basisbreite und Abstand des Aufpunktes von der Kammlinie die Deformationsfaktoren ablesen. Die Berechnungen wurden von Rabich sowohl für homogene Leitfähigkeit im gesamten Luftraum um den Kammrücken als auch für geschichtete Leitfähigkeit ausgeführt. Aus mathematischen Gründen ist das Modell mit geschichteter Leitfähigkeit nicht mehr exakt, sondern nur noch näherungsweise berechenbar. An diesem Modell läßt sich aber auf jeden Fall quantitativ studieren, wie sich der luftelektrische Zustand in der näheren Umgebung des Kammrückens ändert, wenn man unter konstanten geometrischen Bedingungen die Leitfähigkeitsschichtung variiert. Auch qualitative Abschätzungen der zu erwartenden Zustandsänderungen bei Abwandlung der Leitfähigkeitsschichtung sind gut möglich, wenn man mit einer Reihe bekannter Bedingungen in die Rechnung eingeht. Neben orographischen Parametern, wie mittlerem Kammwinkel des Zugspitzgrates (etwa 90°), mittlerer Basisbreite des Zugspitzhauptkammes (etwa 2 km) und relativer Lage der Meßsonden am Meßort zum Kamm ist die Leitfähigkeitsschichtung von großer Wichtigkeit. In Abb. 22 werden wir die Höhenabhängigkeit der Luftleitfähigkeit bei Föhn eingehender besprechen. Legt man nun auf Grund von Abb. 22 folgende Höhenfunktionen der Leitfähigkeit fest:

a) Schönwetter mit Bodeninversionen, dick ausgezogene Kurve mit dick gestricheltem Ausläufer im Talniveau,

b) Föhnlage, strichpunktierte Linie,

so kommt man auf Grund der von H. Rabich ausgeführten Berechnungen zu dem Ergebnis, daß die Stromdichte am Aufpunkt (Meßstation am Gebirgskamm) während Föhn (b) auf den Wert von etwa $92\,\%$ absinken muß, wenn man den Schönwetterstrom (a) mit $100\,\%$ festsetzt. Dieses Ergebnis steht sowohl qualitativ als auch quantitativ in sehr guter Übereinstimmung mit den Registrierungen, wie die in Abb. 10 eingetragene gestrichelte Linie $R = 92\,\%$ bei Z im Vergleich mit dem i-Kurvenverlauf zeigt. Das Ergebnis läßt sich übrigens an folgendem Schema anschaulich

machen (Abb. 11): Bei Schönwetter mit Inversionen und Anreicherung von Dunst und Grobaerosol in der bodennahen Schicht (Fall *a*) werden die Stromlinien *i* vom Fuß des Berges weg und über dem Dunst gegen den Berg gedrängt, so daß die Stromdichte am Kamm und in seiner Umgebung größer ist als im Falle *b* bei homogener Leitfähigkeit. Gehen wir also von *a* zu *b* über (Föhneinbruch, Verdrängung des Grobaerosols in der Bodenschicht und starker Leitfähigkeitsanstieg im Tal), so muß am Bergkamm die Stromdichte *i* abnehmen, wie die Rechnung in Übereinstimmung mit der Beobachtung zeigt. Nach Abb. 10 tritt derselbe Effekt in der gleichen Größenordnung auch an der Station Wankgipfel auf.

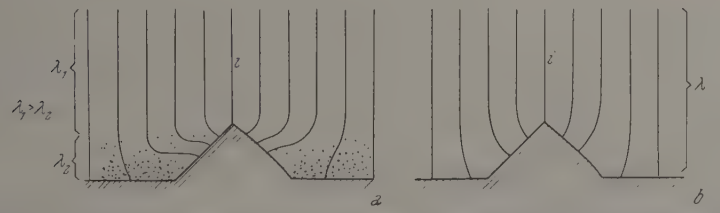


Abb. 11. Schema zur Erklärung der Abnahme der Stromdichte an Gipfelstationen während Föhn. *a*) Schönwetter ohne Föhn mit Dunst unter Inversion, *b*) Föhn I bis zum Boden durchgreifend

4. Mittlerer Föhntag Typ II, luftelektrisch-meteorologische Betrachtungen für die Stationen Farchant und Garmisch

Wir haben schließlich noch das Verhalten der luftelektrischen und meteorologischen Größen am mittleren Föhntag vom Typ II zu betrachten (Abb. 12 und 13). Übereinstimmend ist an beiden Stationen F und G sowohl *i* als auch *E* gegenüber dem Schönwettermittel stark erhöht (im Mittel auf etwa 180% des Schönwetterdurchschnittes). Dies ist ja — neben der extremen Unruhe der luftelektrischen Größen, die hier wegen Mittelung nicht erscheinen kann — das charakteristische Merkmal dieses Föhntyps. Weiter stellen wir fest, daß die Kleinionendichten (Station F) unter der Schönwetternorm liegen. Das Verhältnis n_+/n_- während Föhn II entspricht etwa der Norm während Schönwetter, ein unwesentlicher Unterschied zeigt sich nur im Tagesgang. Es besteht demnach auch im Verhalten der Kleinionendichten ein grundsätzlicher Unterschied zwischen Föhn I und Föhn II. Weitere Unterschiede bestehen im Verhalten der natürlichen und künstlichen Luftradioaktivität und dem Schmutzgehalt der Luft: Die natürliche Luftradioaktivität ist während Föhn II — mit Ausnahme nachts — höher als bei Schönwetter ohne Föhn, während die Werte der künstlichen Luftradioaktivität stets unter der Schönwetternorm liegen. Der Schmutzgehalt der Luft ist während Föhn II an der Talstation deutlich höher als während Schönwetter ohne Föhn. Das Verhalten dieser vier Aerosolkomponenten: Kleinionendichte, natürliche und künstliche Luftradioaktivität und Schmutzgehalt der Luft ist eine unmittelbare

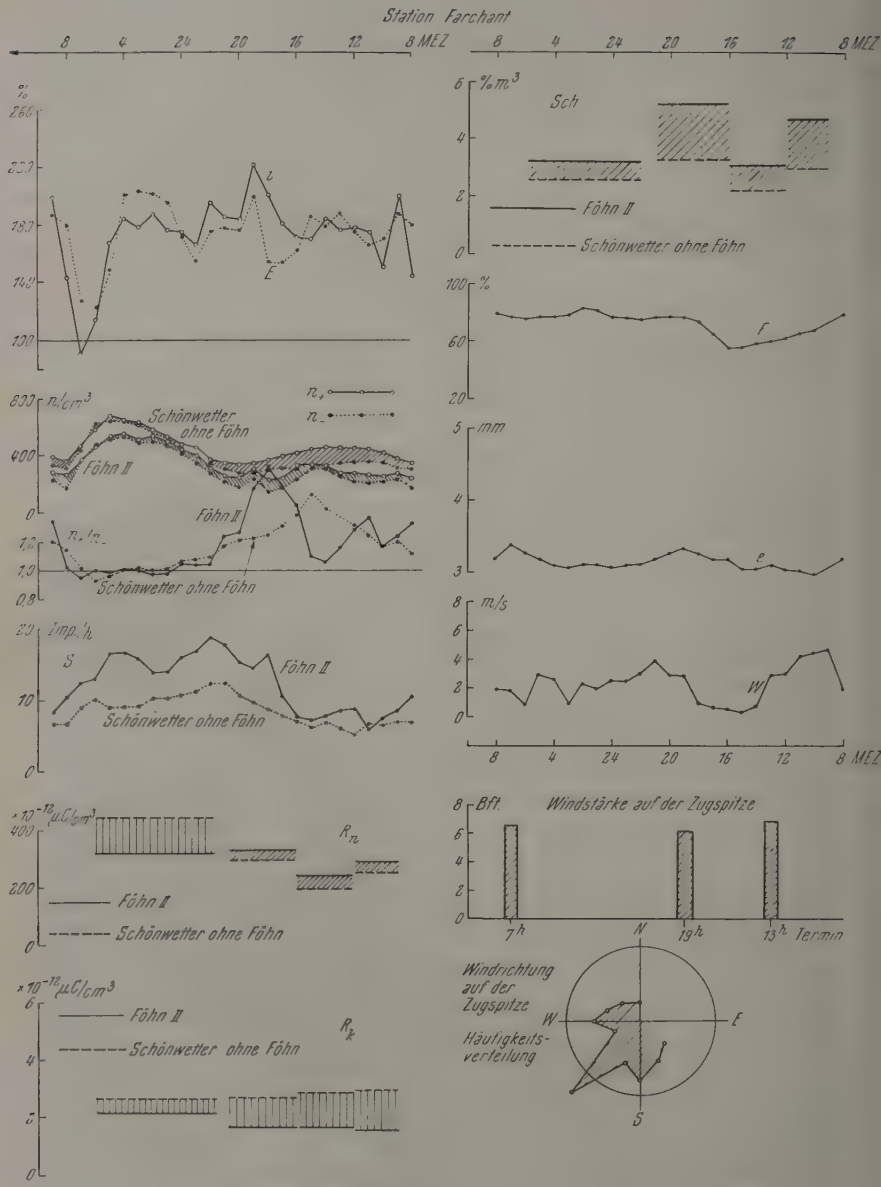


Abb. 12. Mittlerer Föhntag, Typ II, Station Farchant (12 Fälle)

Folge der Koppelung von Föhn II mit der Bodeninversion. Das bestätigen auch die Gänge der meteorologischen Größen an den beiden Stationen F und G. Wir haben demnach im Föhn II jenen Typ vor uns, der sonst in der Regel als „Höhenföhn", „nicht durchgebrochener Föhn", „Vorföhn" usw. bezeichnet zu werden scheint. Betrachten wir nun noch die Windwerte an Station Zugspitze (Abb. 12 unten). Die mittleren Windstärken

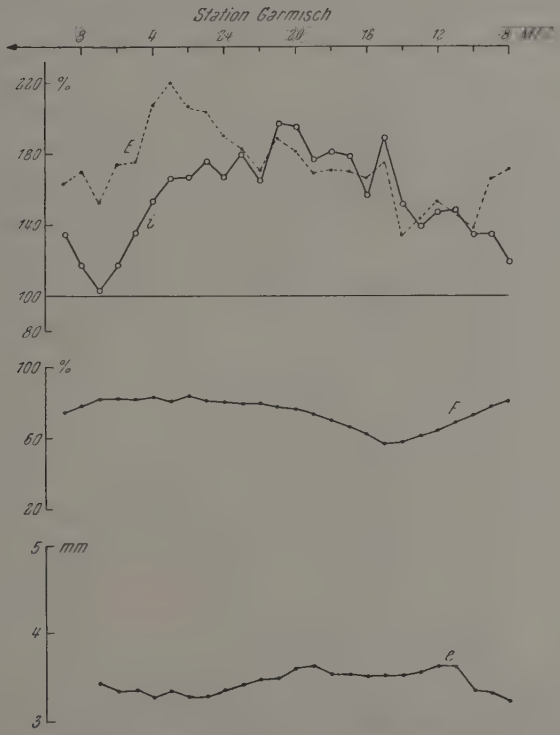


Abb. 13. Mittlerer Föhntag, Typ II, Station Garmisch (12 Fälle)

liegen zwischen 6 und 7 Bft, die häufigste Windrichtung bei SW neben Süd und auch westlichen Richtungen. Das Vorherrschen südwestlicher Windrichtung an Station Z wird sofort klar, wenn wir Abb. 1 betrachten. Damit Raumladungen, die bei Schneefegen an den höchsten Kämmen des Wettersteingebirges von der Strömung weggeführt werden, über die Talstationen ziehen können, muß SW-Wind vorherrschen. Auch weht SW-Wind entlang eines der Hauptkämme des Wettersteingebirges, was ebenfalls für die Anreicherung der Strömung mit Raumladungen durch „hintereinandergeschaltete" Schneefegenprozesse von Bedeutung sein kann.

E. Einzelbetrachtungen

1. Das Vorzeichen des Fremdfeldes an den Hangstationen bei Schneefegen in Abhängigkeit von der Windrichtung an der Zugspitze

Nachdem wir oben gesehen haben, daß das Schneefegen und seine atmosphärisch-elektrischen Folgeerscheinungen ein wesentliches, wenn

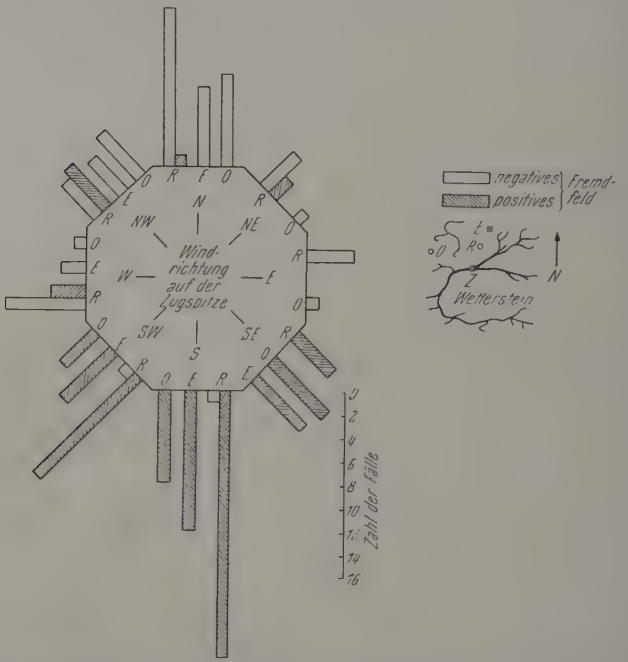


Abb. 14. Häufigkeit des Auftretens positiver (schraffiert) und negativer (weiß) Fremdfelder an den Stationen Riffelriß (R), Obermoos (O) und Eibsee (E) in Abhängigkeit von der Windrichtung an der Station Zugspitze

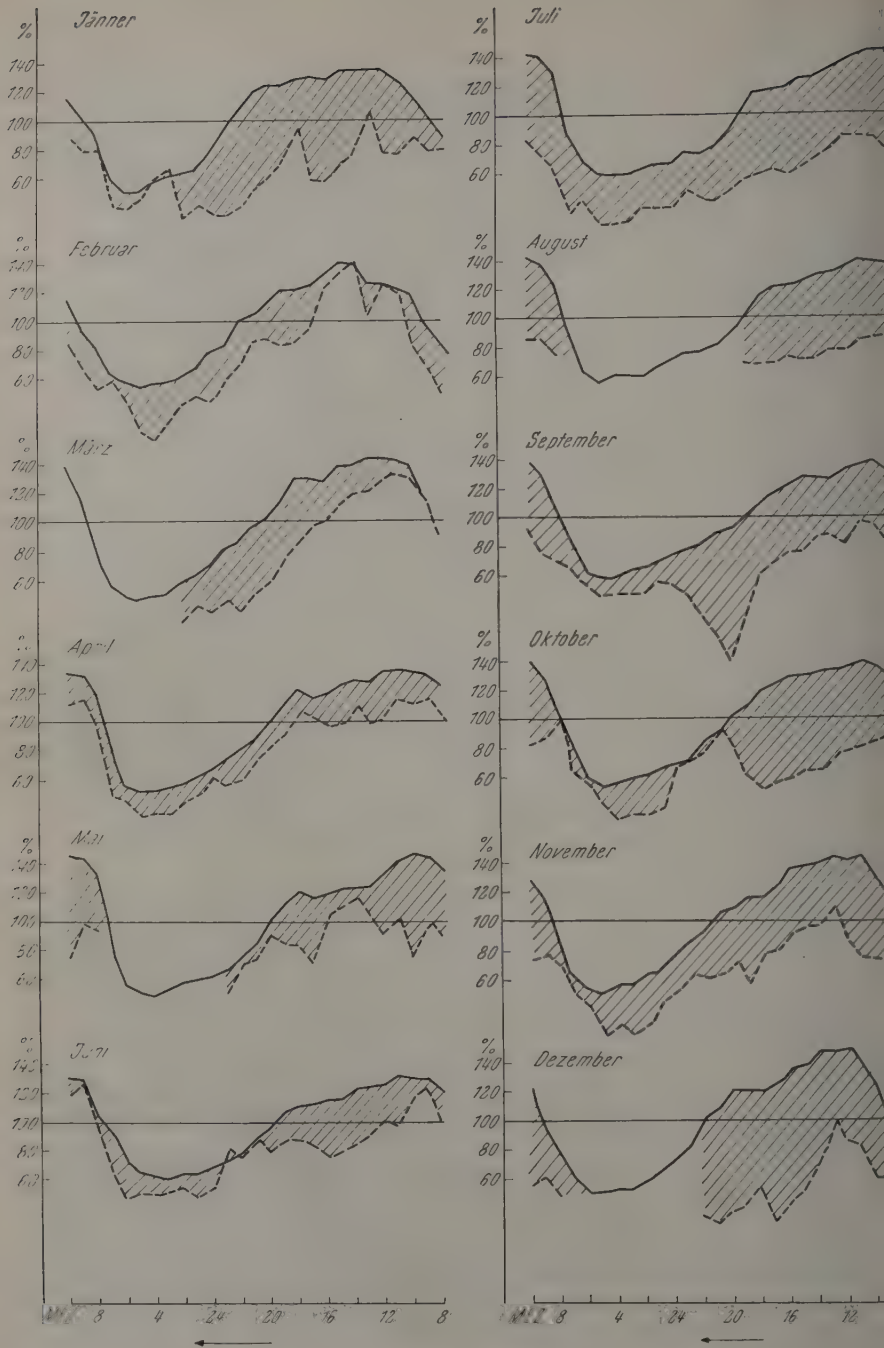
nicht das entscheidende Bestimmungsstück für Föhntyp II sind, wollen wir uns hier an Hand einer statistischen Untersuchung über die Jahre 1955 bis 1958 noch einmal eingehender mit der Ladungstrennung durch Zerbrechen der Eiskristalle bei Schneefegen befassen. Dieser Vorgang ist übrigens nicht nur von lokal-alpiner Bedeutung. Wahrscheinlich ist er auch im Prinzip beim Aufbau der Schauer- und Gewitterladungen beteiligt.

In Abb. 14 sind die Häufigkeiten des Auftretens negativer (weiß) oder positiver (schraffiert) Fremdfelder an den Stationen R, O und E während Schneefegens an den Gebirgskämmen als Funktion der Windrichtung auf

die Zugspitze aufgetragen. Das Ergebnis dieser jetzt vier Jahre umfassenden Beobachtungen bestätigt unsere früheren an einem kleineren Beobachtungsmaterial erhaltenen Befunde (R. Reiter [*16*, *17*]). Wir sehen, daß an den Hangstationen O, E und R dann positive Fremdfelder auftreten, wenn südliche Windrichtungen herrschen und umgekehrt, daß negative Fremdfelder bei nördlichen Windrichtungen überwiegen. Auf Grund sehr zahlreicher Beobachtungen an Ort und Stelle bedeutet das: Südwinde wirbeln Schneekristalle im Luv auf, vor allem auf dem Zugspitzplatt und am S—SE-Hang des Wetterstein-Hauptkammes; die gröberen Eispartikel sinken im Lee sehr schnell zu Boden bzw. werden im Leewirbel gegen den Grat oder gratnahen Hang gepreßt (Wächtenbildung). Die kleinen und kleinsten Partikel und Bruchstücke werden in der Strömung mitgerissen und bilden oft weithin sichtbare, ausladende Eisnadelschirme. Diese bewegen sich über die im Lee liegenden Hangstationen R, O und E hinweg (vgl. Skizze in Abb. 14). Registrieren nun diese Stationen gleichzeitig hohe positive Fremdfelder (in der Regel ist die Feldstärke dann um Faktor 2 bis 4 höher als das Schönwetterfeld), so ist nicht daran zu zweifeln, daß die Eiskristallwolken über den Stationen positive Ladung tragen. Wird hingegen in den NW-Hängen des Wettersteins Schneefegen durch Winde aus nördlichen und nordwestlichen Richtungen bewirkt, liegen also die Stationen O, E und R im Luv, so treten fast ausschließlich negative Fremdfelder auf. In diesen Fällen liegen die Stationen im Bereich der zurücksinkenden groben Partikel, deren Aufladung dann Feldstärke und Feldrichtung bestimmen. Wir können daher zusammenfassend sagen, daß in der freien Natur durch Schneefegen Ladungstrennung erfolgt und daß sich gröbere Partikel dabei negativ, kleinere und kleinste dagegen positiv aufladen. Durch diesen Generator werden erhebliche elektrische Felder aufgebaut, die Flächen von vielen Quadratkilometern in der Umgebung einer Schneeaufwirbelungsstelle überspannen können.

Da innerhalb heftiger und turbulenter Aufwindfelder in Vereisungszonen der Schauer- und Gewitterwolken wahrscheinlich ähnliche Reibungs- und Zersplitterungsvorgänge im Gange sind, an die sich Zonen mit wirksamer „Windsichtung" der verschieden großen Fragmente anschließen, kann angenommen werden, daß die beobachteten Phänomene auch zur positiven Beladung des Cirrus nothus der Gewitterwolken und der Köpfe von Schauerwolken beitragen oder diese gar bestimmen (vgl. R. Reiter [*14*]). Es wäre ja sehr leicht einzusehen, daß gerade die leichten, positiv geladenen Eispartikel mit den Aufwinden bis in die höchsten Stockwerke der Wolke gelangen.

Unsere unter natürlichen Bedingungen gewonnenen Beobachtungen stehen in guter Übereinstimmung mit Laboratoriumsversuchen von A. Kumm [*33*], A. Kumm und F. Wolf [*34*] und H. Norinder und R. Siksna [*35*], welche zeigen konnten, daß beim Zerbrechen von kleinen Eiskriställchen bzw. beim Verwirbeln von Schneekristallen im Mittel die kleinsten Bruchstücke positive Ladungen, die größeren dagegen negative Ladung tragen. Experiment und Beobachtung in der freien Natur bestätigen


Jänner
Februar
März
April
Mai
Juni
Juli
August
September
Oktober
November
Dezember
%
140
120
100
80
60
8
4
24
20
16
12
8

sich also gegenseitig. Ergebnisse älterer Untersuchungen von W. Findeisen [*36*] und W. und E. Findeisen [*37*], welche eine umgekehrte Ladungsverteilung erbrachten, dürften somit die tatsächlichen Verhältnisse nicht richtig wiedergegeben haben.

Wir haben oben schon darauf hingewiesen, daß die mit der Strömung mitgeführten Kriställchen — zumal bei Föhn — sehr rasch durch Sublimation einschrumpfen, bis alles Wasser abgegeben ist. Nun hat R. Mühleisen [*38*] festgestellt, daß sich Dunstteilchen, wenn sie Wasser abgeben, positiv aufladen, während gleichzeitig sehr rasch bewegliche Ionen, vielleicht sogar freie Elektronen (s. R. Reiter [*13*], extrem hohe negative Leitfähigkeiten an sonnenbeschienenen Nebeloberflächen) abgegeben werden, die sich schnell zerstreuen. Dieser Vorgang könnte, wenn er auch für die Sublimation gelten sollte, dazu beitragen, daß sich die positiven Raumladungen im Lee von Schneefegen längere Zeit halten, als allein nach Entladungsvorgängen auf Grund der Zeitkonstanten möglich wäre.

Schließlich sei hier noch darauf hingewiesen, daß R. Mühleisen [*39*] in Luftströmungen, die vom Meer auf das Land wehen, überhöhte positive Raumladungen und überhöhte positive Feldstärken gefunden hat, die ihre Entstehung der Brandung verdanken. Hier handelt es sich um eine interessante Parallele zum Schneefegeneffekt.

2. Das luftelektrische Feld während Föhn am Südrand von München

Als Ergänzung unserer Föhnbeobachtungen im Wettersteingebiet betrachten wir nun die in München in den Jahren 1950 bis 1954 gewonnenen Ergebnisse. In Abb. 15 sind die Stundenmittelwerte der Feldstärke E in Prozenten des jeweiligen Monatsmittelwertes aufgetragen (ausgezogene Linien), und zwar getrennt für die 12 Monate. Die punktierten Kurven geben den Tagesgang an Föhntagen wieder, wobei auch hier der Monatsmittelwert bei Schönwetter = 100% gesetzt ist. Wir sehen: Es liegen die E-Werte an Föhntagen ausnahmslos niedriger als an den Schönwettertagen ohne Föhn. Es gilt also für Föhn in München dasselbe, was wir während Föhn I in den Nordalpen gefunden haben. Bemerkenswert ist nun, daß Föhntyp II während der fünfjährigen ununterbrochenen Meßreihe in München kein einziges Mal beobachtet worden ist. Das deutet darauf hin, daß selbst die bei Schneefegen an den der Stadt am nächsten gelegenen Gebirgskämmen (Luftlinienentfernung etwa 50 km) entstandenen positiven Raumladungen bereits abgebaut sind, bis sie den südlichen Stadtrand erreichen würden. Während also eine Flugstrecke der für Föhn II charakteristischen positiven Raumladungen über 15 km gesichert ist, sind sie nach einer Flugstrecke von 50 km mit Sicherheit schon zerstreut.

Abb. 15. Tagesgang des Potentialgradienten am südlichen Stadtrand von München an Föhntagen (- - - -) und an Schönwettertagen ohne Föhn (———), aufgeschlüsselt nach Monaten (1950 bis 1954)

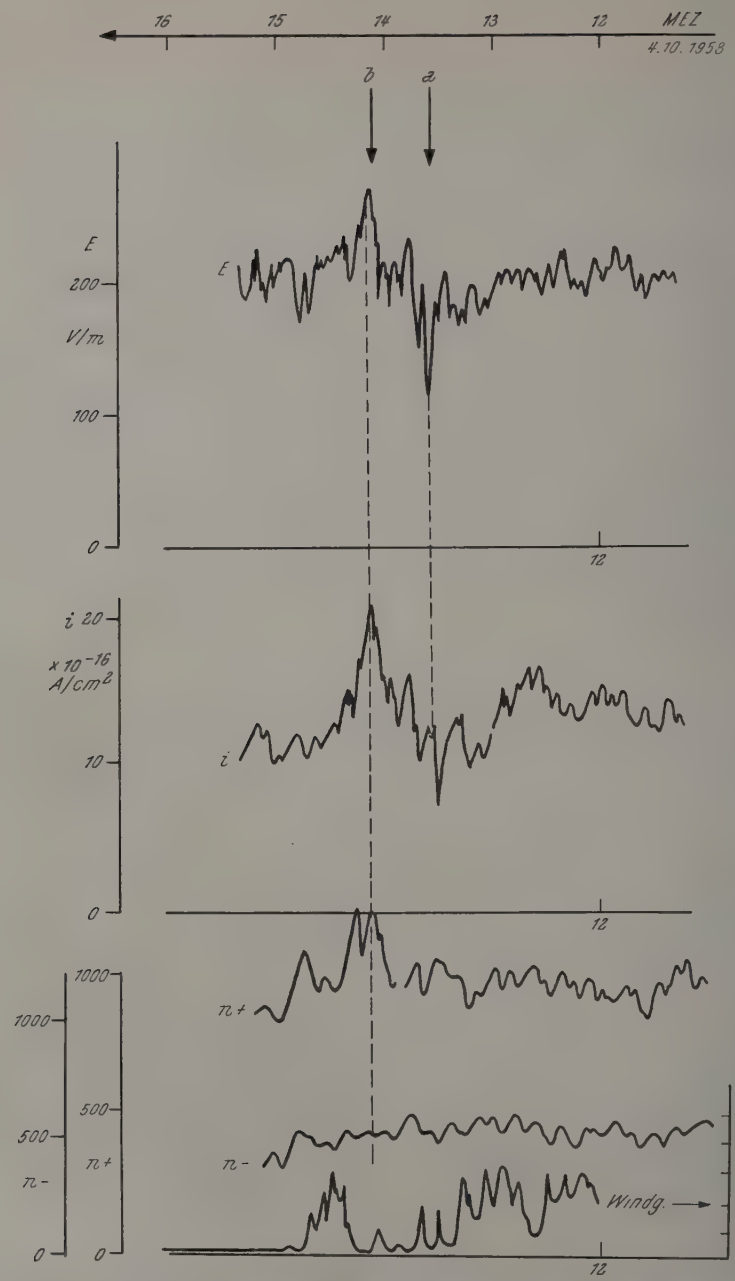


Abb. 16. Verhalten von Potentialgradient (E), Vertikalstrom (i) und positiver und negativer Kleinionendichte (n_+, n_-) unter einem Ac lenticularis an Station Zugspitzplatt. Situation a): Station unter dem Zentrum der Wolke (vgl. Abb. 17a), Situation b): Station unter der Leeseite der Wolke

3. Verhalten luftelektrischer Elemente dicht unter einem Altocumulus lenticularis

Während unserer Meßexkursion auf das Zugspitzplatt im Sommer und Herbst 1958 haben wir besonderes Augenmerk auf Beobachtungen, Messungen und Registrierungen im Zusammenhang mit Altocumulus und Altostratus gerichtet. Das Zugspitzmassiv ist sehr oft Anlaß zur Bildung besonders schön ausgeprägter stationärer Altocumulus lenticularis während Föhn. So konnten wir auch während unserer Exkursion eine Reihe

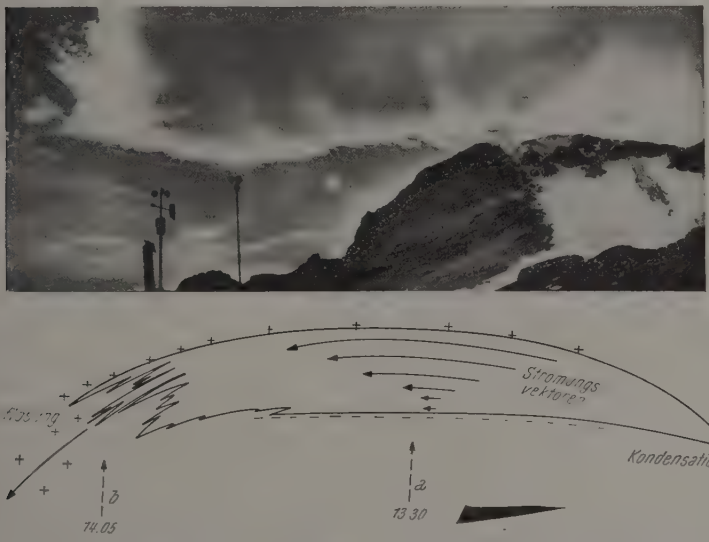


Abb. 17 *a* und *b*. Wolkenbild und Schema zur Erklärung der beiden Situationen von Abb. 16

interessanter Feststellungen machen, denn die Linsenwolken befanden sich meistens in relativ geringer Höhe (500 bis 700 m) über einer unserer Stationen. Abb. 16 gibt die (abgezeichneten) Registrierkurven für einen besonders typischen Fall wieder. Am Beobachtungstag herrschte Föhn I aus S—SW, der auch bis zur Talsohle durchdrang. An der Registrierstation wurde am Nachmittag eine relative Feuchte von 20 bis 30% bei mäßigem, aber böigem Wind registriert. Die natürliche Luftradioaktivität war an Berg- und Talstation stark übernormal. Um 13.30 Uhr lag über der Station Zugspitzplatt der Schwerpunkt eines mächtigen Altocumulus lenticularis. Abb. 17*a* zeigt diese Situation im Bild. Zur gleichen Zeit trat eine starke Einsattelung sowohl der *E*- als auch der *i*-Kurve an der Station P auf. Anschließend verlagerte die Linse im Laufe von etwa 30 Minuten ihren Ort, so daß schließlich um 14.00 bis 14.10 Uhr der leeseitige Rand der Linse genau über der Station lag (*b*), an dem ständige

Auflösungen von Wolkenteilen stattfanden (verl. Abb. 17*b*). In diesem Zustand wurde eine deutliche positive Spitze sowohl in der *E*- als auch in der *i*-Registrierung festgestellt. Aber auch die positive Kleinionendichte stieg deutlich an, während die negative Kleinionendichte unverändert blieb. Daraus können wir schließen:

Die Unterseite eines Altocumulus lenticularis trägt negative Raumladung. An der Leeseite der Linse werden überwiegend positive Raumladungen abgeführt, die entweder von der Linsenoberseite stammen (s. Schema Abb. 17*b*) und dort durch lichtelektrischen Effekt (R. Reiter [*13*]), nämlich Abspaltung von Elektronen aus den Wassertröpfchen als Folge der UV-Einstrahlung, entstanden sind, oder bei der Auflösung von Wolkenteilen frei wurden, wobei an die von R. Mühleisen [*38*] gefundenen Effekte zu denken wäre. Die oben geschilderten Beobachtungen stehen übrigens in guter Übereinstimmung mit älteren Beobachtungen (R. Reiter [*13*]) am gleichen Ort, die aber noch mit relativ primitiven Mitteln ausgeführt werden mußten.

4. Schwingungen elektrisch beladener Inversionsobergrenzen, ein elektrisches Pendant zu den Druckwellen bei Föhn

Wir haben oben schon an verschiedenen Stellen auf die von uns im Alpengebiet immer wieder festgestellte positive Beladung von Inversionsoberseiten hingewiesen. Wir wollen uns hier noch etwas eingehender damit befassen, soweit sich Beziehungen zum Föhn ergeben. Zunächst zeigt Abb. 18*a* und *b* einen typischen Vertreter des zu betrachtenden atmosphärisch-elektrischen Zustandes. Station Wank befindet sich in der Nacht vom 23./24. November 1957 gerade an der Inversionsobergrenze. Während an Station Z die Werte von *E* und *i* mit den normalen Schönwetterwerten des gleichen Monats übereinstimmen (100%), übersteigen *E* und *i* an Station W die Schönwetterwerte ganz beträchtlich. An den unter der Inversionsgrenze gelegenen Stationen sind die *E*- und *i*-Werte übereinstimmend vermindert. Abb. 18*b* zeigt die von der Radiosonde München-Riem am 24. November 1957 01.00 MEZ gemessenen Daten: Tatsächlich liegt etwa im Niveau der Station W eine scharf ausgeprägte Inversion mit Temperatur- und Feuchtesprung. Dieser hier herausgegriffene Fall ist einer von vielen aus unseren Beobachtungen (R. Reiter [*16*, *17*, *31*]), die in voller Übereinstimmung mit älteren Untersuchungen (P. Lautner [*40*]: Abwurfsonde; F. Herath [*41*]: Drachenaufstiege; F. Rossmann [*42*]: Segelflüge) stehen und die auch durch neuere Arbeiten (R. Mühleisen [*38*]: Fesselballonaufstiege) bestätigt werden.

Nun ist eine seit langem bekannte und von den Föhnforschern immer wieder diskutierte Tatsache, daß an der Grenzschicht zwischen Kaltluft-haut und warmer Föhnströmung Wellenbewegungen ausgelöst werden. Für unsere Betrachtungen ist es dabei nicht ganz unwesentlich, ob wir von wandernden Helmholtzschen Wellen (W. Schmidt [*43*]) oder von stehenden Schwingungen (A. Defant [*44*]) auszugehen haben. Nach H. Ficker [*9*] sind wandernde Wellen mit den gleichzeitig an zwei Sta-

tionen aufgenommenen Druckwellenregistrierungen besser verträglich. Abb. 19 zeigt eine ganz besonders gut ausgebildete Wogenserie mit einem Abstand von 350 m von Kamm zu Kamm. Das Bild ist auch deshalb sehr instruktiv, weil man deutlich die Schlagschatten der Wogenwolken auf der zu Schwingungen angeregten Dunstschicht erkennen kann. Be-

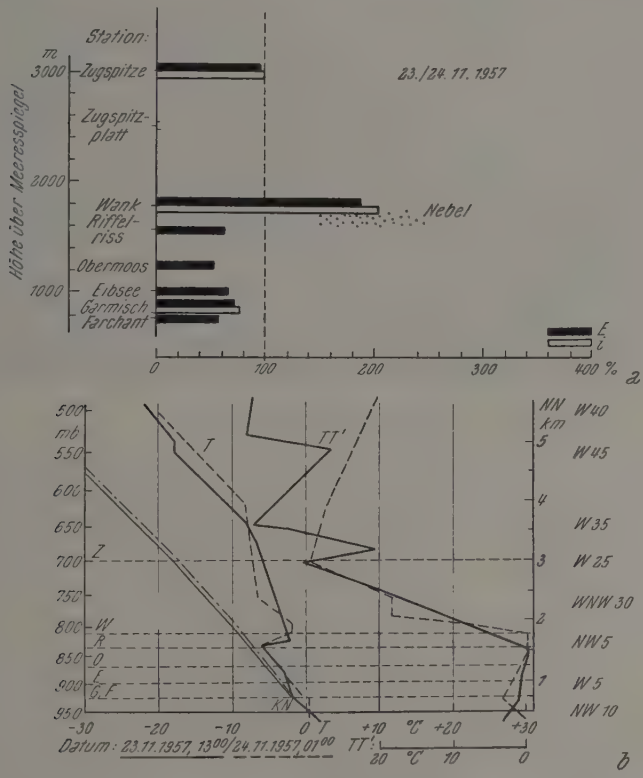


Abb. 18. Positive Ladung auf der Oberseite eines Stratocumulus im Niveau der Station Wankgipfel. 100% = Schönwetterwert von E bzw. i

findet sich nun eine luftelektrische Station genau in Höhe der Dunstgrenze, also an der Oberfläche der wogenden Kaltluftschicht, so wäre zu erwarten, daß wegen der elektrischen Beladung der Grenzschicht regelmäßige Schwingungen der Größen E und i registriert werden, um so mehr, als die vertikale Amplitude der schwingenden Schicht 100 bis 150 m betragen soll (H. Ficker [9]). Im Verlaufe unserer nun über fünfjährigen synoptischen Registrierungen ist dieser Fall tatsächlich auch einmal eingetreten. Daß er nicht öfter vorkommt, ist verständlich, denn es müßten

ja rund ein Dutzend von Bedingungen gleichzeitig erfüllt sein. Abb. 20 zeigt die Registrierkurven der Station W vom 23. Januar 1956. Es handelt sich hier um einen typischen Höhenföhn (Zugspitze: SW mit Stärke 7)

Abb. 19. Wogen an der Obergrenze einer Dunstinversion. Die Wolken werfen Schatten in die Dunstschicht

mit einer Kaltluftschicht bis 1800 m. W lag an der Oberseite einer Isothermie. Am Boden wurde über Mittag leichter Nordwind beobachtet. Der Himmel war fast wolkenlos, im Tal lag mäßiger Dunst. Die Regi-

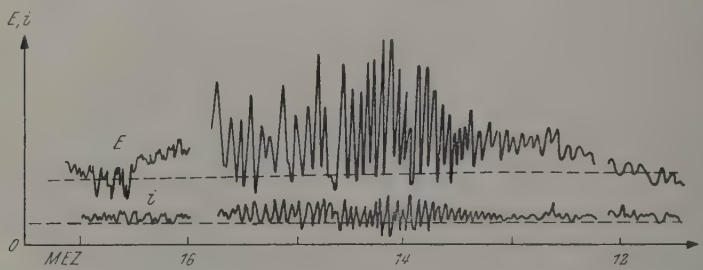


Abb. 20. Regelmäßige Schwingungen von Potentialgradient (E) und Vertikalstrom (i) an Station Wankgipfel in der Obergrenze einer Dunstschicht während Höhenföhn Typ I (23. Januar 1956)

strierung zeigt über zwei Stunden lang anhaltende regelmäßige Wellen von E und i mit beträchtlicher Amplitude. Die Periodenlänge ist als fast konstant anzusehen, sie beträgt im Mittel 4,6 Minuten. Es überwiegen positive Abweichungen von E und i gegenüber dem Schönwettermittelwert zur gleichen Tageszeit. Das spricht ebenso für eine schwankende

positive Raumladungsdichte wie die Feststellung, daß E und i fast parallel variieren. Eine gewisse Phasenverzögerung ist durch Verschiebungsströme verursacht. Wir haben es hier also um den ersten Nachweis elektrischer Schwingungen im Zusammenhang mit Luftwogen während Föhn zu tun, also mit dem Pendant zu den Druckwellen am Boden. Die Regelmäßigkeit und das lange Anhalten der Schwingungen ist wirklich erstaunlich. Aus der Periodenlänge kann die Wellenlänge der Schwingung abgeschätzt werden: Die Windgeschwindigkeit betrug über Station W etwa 60 km/h. Nach W. Schmidt [*43*] ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wogen etwa halb so groß wie die Strömungsgeschwindigkeit im Föhn, in unserem Falle also 30 km/h oder 0,5 km/min. Für eine mittlere Periode von 4,6 min ergibt sich demnach eine mittlere Wellenlänge von 2,3 km, was in guter Übereinstimmung mit W. Schmidt [*43*] steht.

Räumlich schwingende Ladungen bilden bekanntlich einen Dipol. Es wäre deshalb nicht von der Hand zu weisen, daß von den schwingenden, elektrisch beladenen Dunstschichten extrem langwellige elektromagnetische Wellen ausgehen. Nach H. König [*45*] ist es zumindest nicht ausgeschlossen, daß gewisse Komponenten der Atmospherics geringster Frequenzen auf solchen luftelektrischen Erscheinungen beruhen. Von hier aus ergeben sich wiederum einige neue Gesichtspunkte für die Meteorobiologie des Föhns.

5. Kondensationskernzählungen am Zugspitzplatt

Auf dem Zugspitzplatt wurden im Sommer und Herbst rund 4500 Einzelbestimmungen der Kondensationskerndichte N mit dem Scholzschen Kernzähler ausgeführt. Eine Aufgliederung dieser Daten einerseits nach Messungen am Vor- bzw. Nachmittag, andererseits nach Messungen während Föhnlagen und während Schönwetter ohne Föhn zeigt Tabelle 3.

Tabelle 3. *Zahl der Kondensationskerne (Aitkenkerne), gemessen an Station Zugspitzplatt im Sommer 1958 (2650 m NN)*
(Angaben in Kerne/cm³, in Klammern: Zahl der Messungen)

Nichtföhniges Schönwetter		Während Südföhn	
vormittags	nachmittags	vormittags	nachmittags
480	1600	350	690
(865)	(985)	(320)	(310)

Aus ihr geht hervor, daß am Vormittag kein großer Unterschied in der Kondensationskerndichte besteht, ob Föhn herrscht oder nicht. Bei Föhn werden etwas weniger Kerne gezählt. Am Nachmittag jedoch ist der Unterschied sehr erheblich. Die Erklärung ist sehr einfach: Die Gipfelhöhe des Vertikalaustausches erreichte im Mittel erst gegen Mittag das Niveau der Station P, und der Höhepunkt des hochreichenden Vertikalaustausches fällt auf den Nachmittag. Ist Station P nicht oder noch

nicht in den Vertikalaustausch einbezogen (vormittags), so besteht kein großer Unterschied zwischen Föhn- und Nicht-Föhntagen, was die Kondensationskerndichte betrifft. Wird umgekehrt durch Föhn am Nachmittag der Vertikalaustausch unterbunden, so liegen dann die Werte für N viel niedriger als im Austausch.

6. Die natürliche Luftradioaktivität in einem Nordalpental und ihre Abhängigkeit von der mittleren Windrichtung über dem Zentralalpenkamm

Die früheren Untersuchungen (R. Reiter [*29*, *30*, *31*] zum gleichen Thema wurden mit einer Relativmethode ausgeführt. Sie ergaben, daß auch im Tal — und zwar unabhängig von der Strömungsrichtung im Tal — die natürliche Luftradioaktivität deutlich ansteigt, wenn die mittlere Strömungsrichtung über dem Zentralalpenkamm zwischen SE und SW liegt. Nunmehr liegen fast zweijährige, ununterbrochene Meßreihen vor (R. Reiter [*27*]), die mit einer Absolutmethode (Filterverfahren [*25*, *26*]) ausgeführt worden sind. Sie haben unsere früheren Ergebnisse bestätigt. Abb. 21 zeigt die natürliche Luftradioaktivität der Radiumreihe (bezogen auf RaB) als Funktion der mittleren Windrichtung über dem Alpenkamm, und zwar aufgeschlüsselt für die vier Expositionsintervalle der Filter:

I:	nachts + morgens	(417 Messungen)
II:	vormittags	(437 Messungen)
III:	nachmittags	(402 Messungen)
IV:	abends	(283 Messungen)

Zur Berechnung der „mittleren Strömungsrichtung" über dem Alpenkamm während der jeweiligen Expositionsintervalle dienten die Beobachtungen der folgenden Bergstationen: Jungfraujoch, Säntis, Zugspitze, Patscherkofel, Wendelstein, Sonnblick und Villacher Alpe. Durch die Mittelung wurden orographische Windablenkungen an den einzelnen Stationen eliminiert. Man erkennt aus Abb. 21 unschwer:

Mit Ausnahme der Nachtstunden (I) besteht eine sehr deutliche Abhängigkeit des Pegels der natürlichen Luftradioaktivität (RaB) im Tal von der mittleren Strömungsrichtung über dem Alpenkamm. Bei Wind aus SE ist der Aktivitätsspiegel etwa doppelt so groß wie bei Wind aus NW. Wie schon bei den früheren Untersuchungen besteht volle Übereinstimmung mit der geologischen Struktur der Alpen, denn die Gesteine der Zentralalpen enthalten viel mehr Uran und Radium als die der nördlichen Kalkalpen, in denen die Messungen ausgeführt wurden. Die nächstgelegenen Gebiete mit dem höchsten Radiumgehalt befinden sich im SE unserer Meßstation (Hohe Tauern).

Daß die Beziehung zwischen Windrichtung über den Alpen und natürlicher Radioaktivität im Tal in den Nachtstunden nur schwach ausgeprägt ist (I in Abb. 21) rührt daher, daß nachts der Radioaktivitätspegel in der bodennahen Luftschicht durch Retention der Exhalationen

aus der Bodenoberfläche in der darüberliegenden Lufthaut stark angehoben wird, was ebenfalls aus Abb. 21 sehr deutlich zu ersehen ist.

Auf jeden Fall steht fest, daß, mit Ausnahme nachts, während Föhnlagen im Tal der Gehalt der Luft an Emanationen und Folgeprodukten erheblich ansteigt, selbstverständlich unter der Voraussetzung, daß Inversionen den Zustrom des radioaktiven Aerosols aus der Höhe nicht unterbinden. Die Windrichtung im Tal ist jedoch von untergeordneter

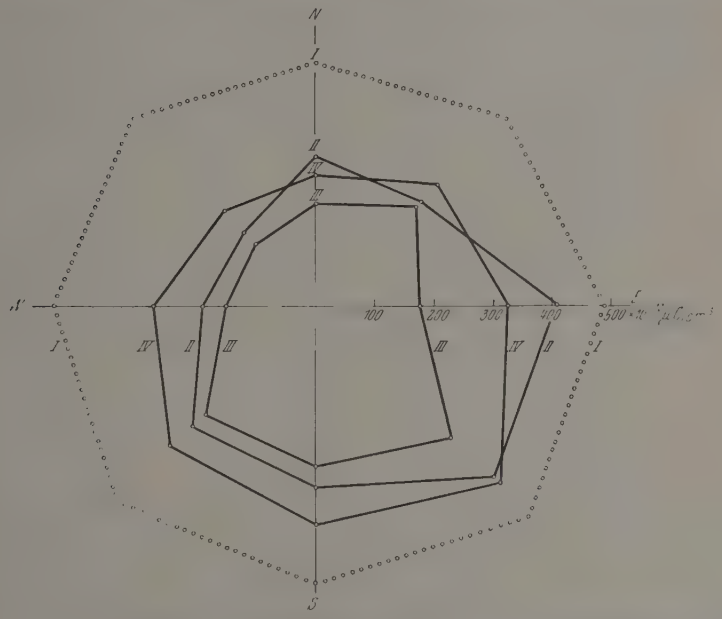


Abb. 21. Die natürliche Luftradioaktivität während vier Tagesabschnitten an der Talstation Farchant als Funktion der mittleren Windrichtung über dem Alpenkamm (1957—1958). I: nachts und morgens, II: vormittags, III: nachmittags, IV: abends

Häufigkeit der Windrichtungen:

Windrichtung:	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
nachts + morgens .	57	15	10	25	84	87	136	116
vormittags	35	15	8	23	127	103	115	112
nachmittags	47	10	9	24	88	56	145	132
abends	37	24	8	15	68	67	75	95

Bedeutung. Auch bei konvektionsbedingtem Nordwind im Tal und südlicher Höhenströmung gelangt das radioaktive Aerosol durch Konvektion zum Talniveau (R. Reiter [*46*, *27*]).

Daß die Windrichtungsabhängigkeit der natürlichen Luftradioaktivität tatsächlich eine Folge der geologischen Struktur in der näheren und weiteren Umgebung vom Meßort ist, wurde jüngst durch Luftradioaktivitäts-

messungen im westlichen Vorgelände des Bayerischen Waldes und des Böhmerwaldes bestätigt (R. Reiter und H. Ziehr [47]). Die natürliche Luftradioaktivität erreicht dort ihr Maximum, wenn über dem Bayerischen Wald eine Strömungsrichtung im Sektor zwischen NE und SE festgestellt wird.

7. Die elektrische Leitfähigkeit der Luft im Profil zwischen 675 und 3000 m NN bei Föhn

Wir haben bereits mehrfach darauf hingewiesen, daß während Föhn die elektrische Leitfähigkeit der Luft stark erhöht ist. Das gilt nicht

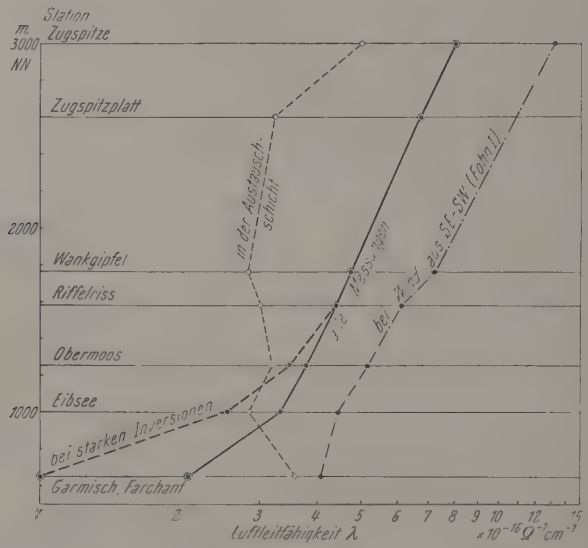


Abb. 22. Höhenabhängigkeit der Luftleitfähigkeit unter verschiedenen atmosphärischen Bedingungen (1955—1958)

allein für das Talniveau, wo der Effekt durch Abräumen des Grobaerosols und der damit verbundenen Verlängerung der Lebensdauer der Kleinionen ohne weiteres einzusehen ist. Die Zunahme der elektrischen Luftleitfähigkeit wird in der gesamten Schicht zwischen Talniveau und Zugspitzniveau festgestellt, was Abb. 22 deutlich zeigt. Sie enthält die Ergebnisse von rund 1000 Einzelmessungen, die in den Jahren 1955 bis 1958 an den verschiedenen Stationen ausgeführt worden sind (vgl. R. Reiter [16]). In Abb. 22 sind die Daten in drei Gruppen aufgeteilt:

1. Messungen innerhalb der Austauschschicht (dünn gestrichelt),
2. Messungen unter Inversionen (dick gestrichelter Kurvenast),
3. Messungen bei Wind aus dem Sektor SE—SW (strichpunktiert),
4. Alle Messungen (dick ausgezogen).

Die Meßergebnisse 1. und 3. decken sich überraschend gut mit Werten, die in den USA mittels Flugzeugen gemessen worden sind (R. C. Callahan, S. C. Coroniti, A. J. Parziale und R. Patten [*48*] und R. Callahan-Sagalyn und G. A. Faucher [*49*]).

Betrachten wir nun die Meßergebnisse bei Südwind, so stellen wir fest, daß diese — wenn wir von der bodennahen Schicht bis 1300 m absehen — im Mittel um Faktor 1,5 höher liegen als die Durchschnittswerte über alle Messungen, und zwar mindestens bis in Höhen von 3000 m NN. Dieser Anstieg in größerer Höhe ist nur durch den vermehrten Gehalt der Südströmungen an Emanationen + Folgeprodukten zu erklären, da ja, wie wir gesehen haben, über der Austauschschicht der Einfluß des Föhns auf den Gehalt der Luft an Grobaerosol gering ist. Es besteht kein Zweifel darüber, daß diese erheblichen Leitfähigkeitsvariationen in erster Linie eine Folge des unterschiedlichen Gehalts der Luft an radioaktiven Stoffen natürlichen Ursprungs sind (s. oben). Letztere liefern — gegenüber der kosmischen Strahlung und der direkten, harten Strahlung aus dem Erdboden — die schnell und stark variierende Komponente der Luftionisation. Während Ultrastrahlung und Umgebungsstrahlung über Kalkgestein in etwa 2500 m Höhe zusammen etwa 6,5 Ionenpaare pro Sekunde und cm^3 liefern, kann die Ionisation allein durch natürliche Radioaktivität der Luft zwischen etwa 3 und maximal 40 Ionenpaaren/sec · cm^3 schwanken (R. Reiter [*29*]).

8. Funktionelle Abhängigkeit der Kleinionenzahl von der natürlichen Luftradioaktivität und von der Kondensationskerndichte am Zugspitzplatt

Es wurde oben bereits mehrfach davon gesprochen, daß die natürliche Luftradioaktivität einen großen Einfluß auf die Kleinionendichte ausübt und daß diese außerdem stark vom Grobaerosolgehalt der Luft abhängt. Es soll deshalb zum Schluß der Versuch gemacht werden, die funktionelle Beziehung der drei Größen:

$n = n_+ + n_-$ (totale Kleinionendichte)
R_n (natürliche Luftradioaktivität, bezogen auf RaB) und
N (Kondensationskerndichte),
also: $n = f(R_n, N)$,

darzustellen. Dies geschieht auf Grund der am Zugspitzplatt 1958 ausgeführten Messungen bzw. Registrierungen der drei Bestimmungsstücke. Es ist von vornherein klar, daß sich hieraus keine Beziehung von mathematischer Strenge ergeben kann; denn einerseits handelt es sich um eine beschränkte Anzahl von Meß- bzw. Registrierdaten. Deshalb war es nötig, diese zu Teilmittelwerten zusammenzufassen, also z. B. zu Mittelwerten über halbe Tage; darüber hinaus war es erforderlich, aus den N-Werten Gruppen zu bilden, also N-Werte zwischen 10 und 100, 100 und 400, 400 und 1000 usw. Zum anderen können die N-Werte nicht als ideale Repräsentanten des Gehalts der Luft an Kernen, Großionen usw. überhaupt angesehen werden, denn der Kernzähler erfaßt ja nur die

Kerne der Aitkenklasse (Radius etwa 10^{-5} cm). Immerhin liefert Abb. 23 ein plausibles Bild. Die gemessenen Werte liegen innerhalb der schraffierten, senkrecht stehenden Felder parallel zu der n, R-Fläche. Legt man nun durch die Schwerlinien dieser Punktfelder eine räumlich gewölbte Fläche, so stellt diese die Funktion $n = f(R_n, N)$ dar.

Man erkennt deutlich, daß der Einfluß der natürlichen Luftradioaktivität auf die Kleinionenzahl um so geringer ist, je mehr Kerne in

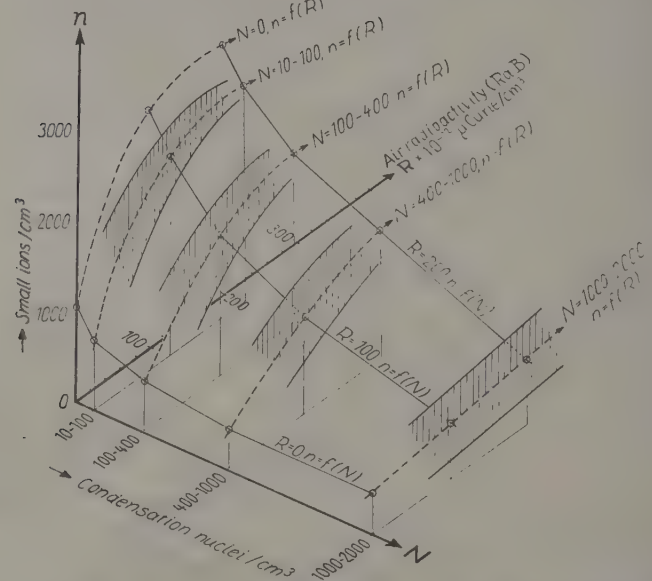


Abb. 23. Funktioneller Zusammenhang zwischen natürlicher Luftradioaktivität, Kondensationskerndichte (Aitkenkerne) und Kleinionendichte nach Messungen an der Station Zugspitzplatt (1958)

der Luft sind. Dieses Ergebnis steht in voller Übereinstimmung mit der Theorie der Ionengleichgewichte. Diese wird ja in vereinfachter Form so ausgedrückt:

$$q = cn^2 + knN,$$

wobei q die Ionenproduktion durch alle ionisierenden Prozesse in der Luft ist, c die Wiedervereinigungskonstante für die Kleinionen n und k der Kombinationskoeffizient für die Anlagerung von Kleinionen an Kondensationskerne N. Auf die Unterscheidung der durch die Ladungsvorzeichen bedingten Abweichungen sei hier verzichtet, da sie kleiner sind, als unserer Meßgenauigkeit entspricht. Zur Größe q ist noch folgendes zu ergänzen: Wie oben erwähnt, kann die Zahl der pro cm³ und Sekunde durch Strahlung aus dem Boden und durch Ultrastrahlung erzeugten Ionenpaare

mit 6,5 angenommen werden[1]. Pro $100 \cdot 10^{-12}$ μC/cm³ RaB werden zusätzlich rund 3 Ionenpaare/cm³ · sec erzeugt, wobei die gesamte Energie der ionisierenden Strahlen vom Radon bis zum RaC berücksichtigt ist (die Elemente der Thoriumreihe können wir vernachlässigen).

Die Anordnung der in Abb. 23 durch die schraffierten Felder angedeuteten Meßwerte befriedigt die Gleichung für das Ionengleichgewicht gut. Für den Fall hoher Kerndichten, wie innerhalb der Austauschschicht, überwiegt — in Übereinstimmung mit (49) — der lineare Zusammenhang: $q = knN$, (ebene, geneigte Fläche, rechts in der Abb. 23), für den Fall sehr kleiner Kerndichten dagegen die quadratische Beziehung $q = cn^2$ (gewölbte Fläche, links in der Abb. 23).

Für das Gebiet hoher Kerndichten ergibt sich aus unseren Messungen und aus der obigen Gleichung ein Kombinationskoeffizient von etwa $17 \cdot 10^{-6}$ cm³/sec. Er stimmt mit den Ergebnissen von R. C. Sagalyn [*50*] und von Nolan und Kennan [*51*] gut überein, wenn man einen Kernradius von der Größenordnung 10^{-5} bis $5 \cdot 10^{-5}$ cm zugrunde legt (Aitkenkerne, Messung mit dem Scholz-Kernzähler).

Für sehr kleine Kernzahlen folgt aus unseren Messungen und aus der Gleichung ein Wiedervereinigungskoeffizient von etwa $4{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm³/sec. Dieser ist etwa um Faktor 2 zu groß (vgl. die Messungen von O. H. Gish [*52*] und R. Sagalyn [*50*]). Das rührt aber daher, daß dann, wenn unser Kernzähler den Wert $N = 0$ liefert, in Wirklichkeit immer noch — kleinere — Kerne vorhanden sind, mit denen die Kleinionen kombinieren können.

Immerhin ist die Abb. 23 insofern instruktiv, als sie, was bisher kaum geschehen ist, die Beziehung zwischen n und N als Funktion der variablen Komponenten der Ionisierungsgröße angibt. Die Darstellung läßt übrigens gut abschätzen, unter welchen Bedingungen die künstliche Luftradioaktivität neben der natürlichen einen merklichen Beitrag zur Kleinionenzahl liefern kann. Man erkennt aus der Darstellung, daß minimale Steigerungen der Luftradioaktivität nur dann die Kleinionenzahl merklich — über die Streuung der Werte hinaus — erhöhen, wenn die Kondensationskernzahl hinreichend klein, möglichst nahe Null ist. Diese Bedingung ist jedoch mit Sicherheit innerhalb der Austauschschicht nicht erfüllt, womit gleichzeitig feststeht, daß innerhalb der Austauschschicht ein Einfluß der künstlichen Luftradioaktivität auf die Kleinionenzahl nicht zu erwarten ist. Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit einem entsprechenden Nachweis auf Grund von Messungen und Registrierungen (R. Reiter [*28*]).

F. Rückblick

Überschauen wir die oben dargestellten Ergebnisse noch einmal rückblickend, so müssen wir Mörikofer und Storm van Leeuwen darin recht geben, daß keines der luftelektrischen Elemente — soweit wir sie

[1] An Station Zugspitzplatt, in 2500 m NN über Kalkgestein.

erfassen konnten — für sich gesehen während Föhn Abweichungen vom Normalverhalten (Schönwetter ohne Föhn) zeigt, die — von wenigen Ausnahmen abgesehen, s. unten — nicht auch bei anderen Wetterlagen zu beobachten wären. So sind z. B. die Anstiege der Kleinionendichte und damit der Luftleitfähigkeit während Föhn-I-Einbrüchen zum Boden nicht viel größer als die maximalen Amplituden der Kleinionendichte im Tagesgang, und sie sind auf jeden Fall viel geringer als z. B. während Gewitter und Schauer (s. z. B. H. Norinder und R. Siksna [*53*, *54*], R. und M. Reiter [*55*] u. a.). Die während Föhn gefundenen Variationen der natürlichen Radioaktivität in Bodennähe bewegen sich in der gleichen Größenordnung wie Variationen derselben Größe infolge Tagesgang, Inversionsbildung, Konvektion und Luftkörperwechsel (R. Reiter [*28*]). Dasselbe gilt für den Gehalt der Luft an Kondensationskernen und Grobaerosol und damit für die optische Sichtweite und Lichtstreuung.

Die durch Föhneinbrüche zum Boden bewirkten Veränderungen von elektrischer Feldstärke und Leitungsstrom sind, z. B. gemessen an Variationen während Niederschlag, geradezu unerheblich.

Doch finden wir auch *einige wenige* für Föhn besonders typische Verhaltungsweisen luftelektrischer Größen:

a) Die ungemein heftigen und raschen Variationen der Feldstärke (und damit des Leitungsstromes) während Föhntyp II, welche in ihrer Art und langen Andauer durch kein anderes Ereignis hervorgerufen werden.

b) Der bis in relativ hohe Schichten reichende Anstieg der elektrischen Luftleitfähigkeit.

c) Schwingungen von Feld und Ionenstrom in Föhnwogen an elektrisch beladenen Dunstschichten und Inversionen.

Die Frage: „Gibt es luftelektrische Elemente, die während Föhn Besonderheiten zeigen?" trifft jedoch nicht den Kern des Problems „Luftelektrizität bei Föhn". Wir müssen vielmehr darnach fragen: „Hat der Föhn für den Luftelektriker ein charakteristisches Gesicht, das ihn von anderen Wetterlagen und -situationen unterscheidet?". Diese Frage müssen wir angesichts unserer Beobachtungen in den Nordalpen unbedingt bejahen. Es ist das charakteristische *Zusammenspiel aller Elemente*, das den Föhn als Besonderheit auch im luftelektrischen Geschehen prägt; man muß sich bemühen, das Konzert zu hören und darf nicht nur die einzelnen Stimmen analysieren. Dieses „Föhn-Konzert" und die ihm eigenen Themen vernehmbar zu machen, das sollte der Sinn der voranstehenden Arbeit sein, wobei uns absolut klar ist, daß viele Feinheiten noch nicht erfaßt werden konnten, weil uns das Gehör dazu noch fehlt, vielleicht auch in der Gestalt geeigneter Apparaturen. Es ist uns auch klar, daß das „Föhn-Konzert" anders klingt, je nachdem, in welchem Raum es gespielt wird. So mußten wir uns in der Hauptsache auf den „Föhn-Resonanzraum" Wettersteingebirge, Garmisch-Partenkirchen, Farchant beschränken. Doch möchten wir glauben, daß die Hauptthemen des „Föhn-Konzerts" überall da, wo der Föhn als ebenso schöne wie

eindrucksvolle, aber auch mitunter gefährliche und dem sensiblen Menschen unerwünschte Erscheinung der Alpen auftritt, anklingen.

Zum Trost für die eben einmal notwendige räumliche Beschränkung bei der Ausführung unserer Arbeit sei der Hoffnung Ausdruck gegeben, unsere Untersuchungen mögen auch ein Beitrag zur Kenntnis des speziellen Klimas des Kurortes Garmisch-Partenkirchen sein.

Es versteht sich von selbst, daß unsere Untersuchungen ohne die Hilfe zahlreicher Organisationen, Gesellschaften und Persönlichkeiten schlechthin unmöglich gewesen wären. So dürfen wir in erster Linie unseren Dank dem Air Research and Development Command, European Office, aussprechen, gleichzeitig aber auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft, für die finanzielle Sicherung dieser — und anderer, mit ihnen zusammenhängender — Arbeiten. Ferner danken wir Herrn Direktor Dr. Dr. h. c. Ludwig Schmitz und Herrn Prof. Dr. M. Knoll und seinen Mitarbeitern für die Unterstützung auf dem Gebiet der Kleinionenregistrierungen. Die Firmen Siemens und Halske A. G. und Hartmann und Braun A. G. haben in großzügiger Weise elektronische Kompensographen zur Verfügung gestellt, wobei wir für die vermittelnde Hilfe Herrn Direktor Dr. Dr. h. c. L. Schmitz und Herrn Dipl.-Ing. H. Rid hier herzlich danken möchten. Dem Deutschen Wetterdienst sagen wir unseren Dank für die Bereitstellung der benötigten meteorologischen Daten, aber auch den Direktionen und Mitarbeitern der Bayerischen Zugspitzbahn A. G., der Tiroler Zugspitzbahn A. G., der Wankbahn A. G. und den Gemeindewerken Garmisch-Partenkirchen für die stets erwiesene Unterstützung und Hilfe. Zuletzt, aber nicht weniger herzlich sei allen unseren stillen Mitarbeitern an den Registrierstationen gedankt, die jahraus jahrein so liebevoll für die reibungslose Inbetriebhaltung unserer Registriergeräte an den verschiedenen Stationen gesorgt haben.

Literatur

1. Undt, W.: Meteorologie des Föhns. Medizin.-Met. Hefte Nr. 13, 97 (1958).
2. Czermak, P.: Der Innsbrucker Föhn. Innsbruck, 1951.
3. Czermak, P.: Über Elektrizitätszerstreuung bei Föhn. Met. Z. **19**, 75 (1902).
4. Czermak, P.: Über Elektrizitätszerstreuung in der Atmosphäre. Denkschr. Akad. Wiss. Wien **64** (1904).
5. Huber, P. B.: Luftelektrische Beobachtungen und Messungen bei Föhn. Met. Z. **32**, 512 (1915).
6. Huber, P. B.: Luftelektrische Beobachtungen in Altdorf. Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien **123**, 3 (1918).
7. Booij, J.: Messungen des Ionenspektrums in Innsbruck. Gerl. Beitr. Geoph. **37**, 167 (1932).
8. Storm van Leeuwen, W., J. Booij und J. van Niekerk: Luftelektrizität und Föhnkrankheit. Gerl. Beitr. Geoph. **38**, 407 (1933).
9. Ficker, H., und B. de Rudder: Föhn und Föhnwirkungen. Leipzig, 1948.
10. Mörikofer, W.: Zur Meteorologie und Meteorobiologie des Alpenföhns. Verh. Schweiz. Naturf. Ges., S. 11 (1950).

11. Reiter, R.: Beziehungen zwischen Infralangwellenstörungen und Meteorologischen Erscheinungen bzw. Vorgängen. Met. Rdsch. **5**, 138 (1952).
12. Reiter, R.: Synoptisch-luftelektrische Daueruntersuchungen im Hochgebirge im Dienste der Meteorologie. Geof. pura appl. **28**, 223 (1954).
13. Reiter, R.: Registrierungen des Potentialgradienten, Messung der polaren elektrischen Leitfähigkeit der Luft sowie der relativen Luftradioaktivität und Bestimmung des NO'_2-Gehaltes von Niederschlägen und Nebeln auf dem Zugspitzplatt im Sommer 1955. Geof. pura appl. **33**, 187 (1956).
14. Reiter, R.: Das Verhalten luftelektrischer Größen während Niederschlag in verschiedenen Höhenstufen, synoptisch betrachtet. Met. Rdsch. **10**, 63 (1957).
15. Weickmann, L., und H. Ungeheuer: Grundlagen der Klima- und Wetterkunde. In Seybold und Woltereck: Klima, Wetter, Mensch. Heidelberg, 1952.
16. Reiter, R.: Technical Report, Contract AF 61 (514)-732-C Juni 1956.
17. Reiter, R.: Technical Report, Contract AF 61 (514)-949 Juli 1958 Band I.
18. Reiter, R.: Luftelektrisch-synoptische Untersuchungen im Alpenraum. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone Nr. 42, 87 (1952).
19. Israel, H.: Luftelektrische Synopsis. Mitt. Dtsch. Wetterd. Nr. 7 (1954).
20. Holzer, R. E., und Mitarbeiter: Scientific Report Nr. 8 und 10, Contract AF 19 (122)—254.
21. Reiter, R.: Meteorobiologie und Elektrizität der Atmosphäre. Leipzig, 1960.
22. Rabich, H.: Die potentialtheoretische Lösung des elektrischen Feldes an scharfen Kanten (Bergrücken) und einige Probleme der luftelektrischen Forschung im Gebirge. Diplomarbeit. Univ. München, 1959.
23. Reiter, R.: Ein einfaches universelles Gerät für luftelektrische Messungen und seine Anwendungsmöglichkeiten. Geof. pura appl. **20** (1951).
24. Mühleisen, R., und U. Creutzburg: Zit. bei Mühleisen. Handbuch der Physik, Band XLVIII. Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1958.
25. Haxel, O.: Eine einfache Methode zur Messung des Gehaltes der Luft an radioaktiven Substanzen. Z. angew. Physik **5**, 241 (1953).
26. Schumann, G.: Messung der Radioaktivität in Luft nach der Filtermethode. Schriftreihe Bund.-Min. f. Atomkernenergie u. Wasserwirtsch., Strahlenschutz, Heft 6, 1958.
27. Reiter, R.: Studien über Ausmaß und Ursachen zeitlicher wie örtlicher Variationen der Radioaktivität des Aerosols in den Nordalpen und deren Auswirkungen auf die Radioaktivität von Niederschlägen, Schneeoberflächen und Gräsern. Z. Aerosolforsch. u. -therapie **8**, Heft 2 u. 3 (1959). Erschienen als Broschüre: Natürliche und künstliche Radioaktivität im Gebirge. Stuttgart, 1960.
28. Reiter, R.: Zum Einfluß der natürlichen und künstlichen Radioaktivität des Aerosols auf luftelektrische Elemente unter Berücksichtigung des Grades der Luftverunreinigung. Z. Aerosolforsch. u. -therapie **8**, 3 (1959).
29. Reiter, R.: Schwankungen der natürlichen Radioaktivität der Luft, Messungen in 2600 m Seehöhe in den Nordalpen. Z. Naturforsch. **11** a, 411 (1956).
30. Reiter, R.: Schwankungen der Konzentration und des Verhältnisses der Radon- und Thoronabkömmlinge in der Luft nach Messungen in den Nordalpen. Z. Naturforsch. **12** a, 720 (1957).

31. Reiter, R.: Einflüsse meteorologischer Feinvorgänge auf das Verhalten luftelektrischer Größen in verschiedenen Höhenstufen. Met. Rdsch. **8**, 127, 148 (1955).

32. Hauer, H.: Klima und Wetter der Zugspitze. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone Nr. 16 (195).

33. Kumm, A.: Über die Entstehung von elektrischen Ladungen bei Vorgängen in der kristallinen Eisphase. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **3**, 382 (1951).

34. Kumm, A., und F. Wolf: Ladungen aus Reifschichten und ihr Anteil an der Gewitterelektrizität. Naturwiss. **38**, 301 (1951).

35. Norinder, H., und R. Siksna: Electric Charges Measured in the Air when Blowing Snow. Arkiv för Geofysik **2**, 343 (1955).

36. Findeisen, W.: Über die Entstehung der Gewitterelektrizität. Met. Z. **57**, 201 (1940).

37. Findeisen, W. und E.: Untersuchungen über die Eissplitterbildung an Reifschichten. Met. Z. **60**, 145 (1943).

38. Mühleisen, R.: Elektrische Ladungen an Aerosol-, Dunst- und Nebelteilchen. Ber. Dtsch. Wetterd. Nr. **51**, 62 (1959),

39. Mühleisen, R.: Die luftelektrischen Verhältnisse im Küstenaerosol I. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 93 (1959).

40. Lautner, P.: Über die Notwendigkeit und Möglichkeit einer luftelektrischen Aerologie. Gerl. Beitr. Geophys. **57**, 357 (1941).

41. Herath, F.: Beitr. Phys. fr. Atmosphäre, Sonderheft Aerologische Tagung, Lindenberg, 1922.

42. Rossmann, F.: Luftelektrische Untersuchungen mittels Segelflugzeugen Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone Nr. 15 (1950)

43. Schmidt, W.: Luftwogen im Gebirgstal; nach Variographenaufzeichnungen von Innsbruck. Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien, S. 835 (1913).

44. Defant, A.: Innsbrucker Föhnstudien II. Denkschr. Akad. Wiss. Wien **80**, 107 (1907).

45. König, H.: Atmospherics geringster Frequenzen. Z. angew. Phys. **11**, 264 (1959).

46. Reiter, R.: Meteorologisch und geologisch bedingte Schwankungsbreite der natürlichen Radioaktivität des Aerosols in den Nordalpen nach neuesten Messungen. Z. Aerosolforsch. u. -therapie **7**, 98 (1958).

47. Reiter, R., und H. Ziehr: Ergebnisse von Luftradioaktivitätsmessungen im Gebiet des uranhaltigen Braunkohlentertiärs von Wackersdorf/Opf. Atomkernenergie **4**, 409 (1959).

48. Callahan, R. C., S. C. Coroniti, A. J. Parziale und R. Patten: Electrical Conductivity of Air in the Troposphere. J. Geophys. Res. **56**, 545 (1951).

49. Sagalyn, R. C., und G. A. Faucher: Aircraft Investigation of the Large Ion Content and Conductivity of the Atmosphere and their Relation to Meteorological Factors. J. Atmosph. Terr. Phys. **5**, 253 (1954).

50. Sagalyn, R. C.: The Production and Removal of Small Ions and Charged Nuclei over the Atlantic Ocean. Recent Advances in Atmospheric Electricity, S. 21. London, 1958.

51. Nolan, P. J., und E. L. Kennan: Condensation Nuclei from Hot Platinum: Size, Coagulation Coefficient and Charge Distribution. Proc. Roy. Ir. Soc. A **5**, 171 (1949).

52. Gish, O. H. Evaluation and Interpretation of the Columnar Resistance of the Atmosphere. Terr. Magn. **49**, 159 (1944).

53. Norinder, H., und R. Siksna: Height Variations in the Concentration of Ions near the Ground during Quiet Summer Nights at Uppsala. Tellus **3**, 234 (1951).

54. Norinder, H., und R. Siksna: Ionic Density of the Atmospheric Air near the Ground during Thunderstorm Conditions. Arkiv för Geofysik **1**, 453 (1951).

55. Reiter, R., und M. Reiter: Relations between the Contents of Nitrate and Nitrite Ions in Precipitations and Simultaneous Atmospheric Electric Processes. Recent Advances in Atmospheric Electricity, S. 175. London, 1958.

551.591.1:551.576.1

(Meteorologisches Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe,
Leiter: Prof. Dr. M. Diem)

Bemerkungen zur Frage der Sicht in Wolken

Von

R. Trappenberg

Mit 1 Textabbildung

Zusammenfassung. Theoretisch ist aus Messungen der Größenverteilung von Wolkenelementen mit Hilfe der Mieschen Theorie die Berechnung der Sichtweite in Wolken möglich; dabei wird die Absorption im allgemeinen als vernachlässigbar klein angesehen. An über 300 in Wolken gemessenen Spektren der Häufigkeitsverteilung der Sicht wird diese Rechnung durchgeführt und mit den gleichzeitig gemessenen bzw. geschätzten Sichtweiten verglichen. Es ergeben sich in 87% der Fälle berechnete Sichtweiten, die höher sind als die gemessenen. Die Ursache dieser systematischen Abweichung ist nach unseren Überlegungen nur in der Vernachlässigung der Absorption in der Theorie zu suchen. Die Größenordnung der Absorptionskoeffizienten liegt in der der Streuungskoeffizienten. Deshalb sollte die Miesche Theorie für Wolken mit komplexen Brechungsexponenten ausgearbeitet werden.

Summary. The theory of Mie enables the calculation of the visibility in clouds from measurements of the size distribution of cloud elements, whereby the absorption is in general considered negligible. This calculation is carried out in this paper by means of more than 300 spectra of the frequency distribution of visibility determined in clouds and compared with the measured or estimated. The calculated visibilities are in 87 per cent of the cases higher than the measured. This systematic deviation seems to be caused by neglecting the absorption in the theory. The order of magnitude of the absorption coefficients is the same as that of the dispersion coefficients. The theory of Mie should therefore be elaborated with complex refraction exponents for clouds.

Résumé. La théorie de Mie permet en principe de calculer la visibilité à l'intérieur des nuages à partir de la mesure de la répartition des particules en suspension selon leur grosseur; on admet alors que l'absorption est négligeable. L'auteur compare plus de 300 mesures dans des nuages aux visibilités

correspondantes : dans 87% des cas celles-ci sont plus petites que les visibilités calculées. Cet écart doit être dû au fait que l'absorption est négligée par la théorie. L'ordre de grandeur des coefficients d'absorption est comparrable à celui des coefficients de dispersion. Il faudrait donc introduire des exposants complexes de réfraction dans la théorie de MIE pour des nuages.

1. Grundlagen

Die Theorie der Sichtweite ist in letzter Zeit in zahlreichen Arbeiten untersucht worden, und besonders über die Sicht in nebelfreiem Raum liegen viele Veröffentlichungen vor (z. B. [*1—3*]). Zur Berechnung der Sicht in Wolken wurden die theoretischen Grundlagen von MIE [*4*] angegeben und ihre Anwendung auf den meteorologischen Bereich durch die Berechnungen von [*5—13*] zahlenmäßig ermöglicht. Eine Zusammenfassung dieser Arbeiten mit weiteren Literaturhinweisen gibt VAN DE HULST [*14*]. Jedoch erfolgten alle Berechnungen bisher ohne Vergleich mit Größe und Anzahl der Teilchen in den Wolken, der auf Grund der Arbeiten von DIEM [*15, 16*] und RITTBERGER [*17*] möglich ist. Da uns die Messungen von RITTBERGER auf dem Feldberg im Schwarzwald vollständig mit allen meteorologischen Daten vorliegen, benutzten wir sie zu der vorliegenden Arbeit.

Nach KOSCHMIEDER [*18*] ist die Normsichtweite gegeben durch:

$$V = 3{,}9/a. \tag{1}$$

V = Sichtweite.
a = Extinktionskoeffizient.

RITTBERGER verglich 1953 die von den Beobachtern der Wetterwarte Feldberg (Schwarzwald) geschätzten Sichtweiten mit objektiven Messungen eines Sichtmessers nach AUFM KAMPE [*19*], der Gl. (1) zur Grundlage hat. Danach stimmt die gemessene Normsichtweite mit der geschätzten Sichtweite im Nebel sehr gut überein.

Der Extinktionskoeffizient a in der Formel von KOSCHMIEDER ist gegeben durch

$$a_\lambda = \frac{\pi}{4} \sum \nu_i d_i^2 K_i. \tag{2}$$

Dabei ist ν die Zahl, d der Durchmesser der Wolkentropfen und K der Extinktionsfaktor bzw. der Streuungsquerschnitt. Der Verlauf des Extinktionsfaktors K wurde nach den Angaben von [*5—13*] als ausgeglichene Mittelkurve (Abb. 1) in Abhängigkeit von

$$\alpha = \pi \cdot d / \lambda$$

aufgezeichnet, wobei λ die Wellenlänge des Lichts ist. Mit größeren Werten von α schließt sich die Funktion K immer näher an den Wert 2 an. In dem in Abb. 1 eingezeichneten Bereich mit Werten der Wellenlänge im sichtbaren Licht zwischen 0,4 und 0,7 μ und Tropfendurch-

messern von 2 bis 50 μ liegt K zwischen 2,9 und 1,7. Der Mittelwert für diesen Bereich ist 2,21.

Dabei ist reine Streuung mit dem Brechungsexponenten $n = 4/3$ für Wasser vorausgesetzt. Da keine Absorption auftreten soll, ergibt Gl. (2) damit den Streuungskoeffizienten, der gleich dem gesamten Extinktionskoeffizienten ist. Die Vernachlässigung der Absorption scheint gerechtfertigt, weil nach DIETZE [*20*] für Wolkentropfen die absorbierte Lichtmenge zur zerstreuten sich wie 1 : 10^5 verhält.

Mit den vorliegenden Tropfenspektren können wir nun den Koeffizienten a aus Gl. (2) berechnen. Zur Vereinfachung der Rechnung setzen

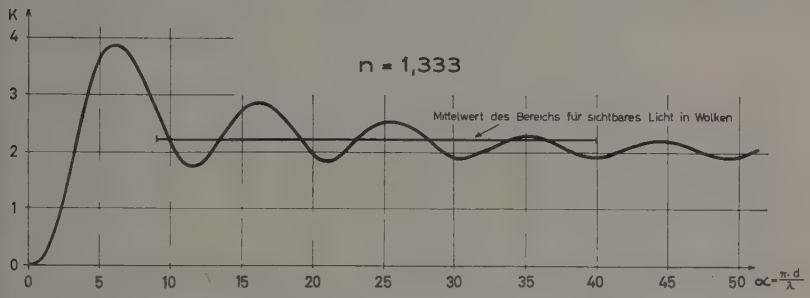


Abb. 1. Verlauf des Extinktionsfaktors K

wir in Gl. (2) die maximalen, mittleren und minimalen Werte des Faktors K ein und berücksichtigen nicht, daß K mit dem Tropfendurchmesser d und der Wellenlänge λ des Lichtes variiert. Wir erhalten damit zu jedem Tropfenspektrum drei Werte des Streuungskoeffizienten a. Setzen wir diese in Gl. (1) ein, ergibt sich ein minimaler ($V_{b\,\min}$), mittlerer ($V_{b\,\mathrm{mitt}}$) und maximaler ($V_{b\,\max}$) Wert der Normsichtweite. Zwischen den Extremen, in der Nähe des Mittelwertes, müßte die gemessene bzw. geschätzte Sichtweite liegen.

Um ein Maß für die Abweichung zwischen mittlerer berechneter (V_b) und geschätzter Sichtweite (V_g) zu erhalten, führen wir den Faktor

$$c = (V_b - V_g)/V_b \tag{3}$$

ein.

$$\begin{aligned} c < 0 &\text{ bedeutet } V_b < V_g \\ c = 0 &\quad\ ,, \quad\ V_b = V_g \\ c < 0 &\quad\ ,, \quad\ V_b < V_g \end{aligned}$$

2. Ergebnisse

Aus den gesamten Messungen (Reihe A und B) nach RITTBERGER [*17*] ergeben sich die gemessenen (Reihe A), die geschätzten (Reihe B) und die berechneten Sichtweiten (Tabelle 1). Die 333 Einzelwerte können aus Platzgründen nicht aufgeführt werden.

Bei der Reihe A handelt es sich ausschließlich um Nachtmessungen in möglichst gleichmäßigen Nebeln, in denen die Sicht mit einem Sichtmesser nach AUFM KAMPE gemessen wurde. Bei der Reihe B wurde die Sicht geschätzt, und die Beobachtungen wurden unabhängig von der Nebellage vorgenommen.

Wir haben in Tabelle 1 die Extreme und ihre Mittelwerte der gemessenen bzw. geschätzten und der mittleren berechneten Sicht ($V_{b\,\mathrm{mitt}}$)

Tabelle 1. *Übersicht über die zum Vergleich benutzten Werte der gemessenen, geschätzten und berechneten Sicht*

	Meßreihe			
	A		B	
	gemessen	berechnet	geschätzt	berechnet
$V_{\max}$ m	94	343	250	3131
V_{mitt} m	43	116	69	207
$V_{\min}$ m	22	40	12	22
Zahl der Werte	49		284	

zusammengestellt. Daraus geht hervor, daß die berechnete Sicht im Mittel größer ist als die gemessene. Auch die Einzelwerte bestätigen das: in der Meßreihe A ist nur zweimal (entsprechend 4%) die gemessene Sicht größer als die mittlere berechnete. Bei dem einen Fall beträgt die Differenz zwischen V_b und V_g nur 2 m, ist also unbedeutend; der zweite Fall ist nicht erklärbar.

In der Reihe B tritt dieser Fall in 42 Fällen von 284 (entsprechend 15%) auf. Jedoch ist bei weitem und systematisch die berechnete Sicht größer als die geschätzte. Im Mittel aus beiden Reihen ist sie um den Faktor 3 größer.

Zur genaueren Charakterisierung wurde ausgezählt, wie häufig die geschätzte Sicht inner- oder außerhalb der oben definierten Grenzen $V_{b\min}$ und $V_{b\max}$ fällt (Tabelle 2). Bei beiden Meßreihen überwiegen

Tabelle 2. *Vergleich zwischen berechneter und geschätzter Sicht* (N = Zahl der Fälle)

		$V_g < V_{b\min}$	$V_{b\min} \leq V_g \leq V_{b\max}$	$V_g \geq V_{b\max}$	Summe
A	N	40	8	1	49
	%	82	16	2	100
B	N	186	73	25	284
	%	65	26	9	100
A+B	N	226	81	26	333
	%	68	24	8	100

mit rund 70% die Fälle, bei denen die geschätzte Sicht kleiner ist als die theoretisch minimale. Nur ein Viertel aller Werte der geschätzten Sicht fallen in den nach unseren Voraussetzungen möglichen Bereich der berechneten Sichtweite. In 8% der Fälle sind die geschätzten Sichtweiten größer als die theoretisch maximal möglichen.

Um die Ursachen dieser offensichtlich systematischen Abweichung zwischen Beobachtung und Berechnung zu untersuchen, haben wir die möglichen Einflüsse isoliert und ihren Zusammenhang mit der Sicht nach den in Gl. (3) definierten c-Werten festgelegt.

Als primärer Einfluß konnte eine Abhängigkeit der Sichtmessung von der Tageszeit vermutet werden (Tabelle 3). Der Tagesgang der c-Werte läßt keinerlei Zusammenhang erkennen.

Tabelle 3. *Tagesgang der c-Werte*

MEZ	0—3	3—6	6—9	9—12	12—15	15—18	18—21	21—24
$\bar{c}$	0,40	0,54	0,40	0,34	0,38	0,33	0,35	
Zahl der Werte	12	64	88	20	59	48	42	

Nach Rittberger [17] ist der mittlere Tropfendurchmesser $\bar{d}$ eng mit der Art des Spektrums gekoppelt.

Bei schmalen Spektren ist $d < 12\ \mu$, bei breiten Spektren $\bar{d} > 15\ \mu$; dazwischen liegen die Übergangsspektren. Es war daher ein Einfluß der Art der Spektren auf die Abweichung zwischen berechneter und gemessener Sichtweite zu vermuten. Die Unterteilung nach mittleren Tropfendurchmessern d (Tabelle 4) ergibt damit nicht nur die Abhängigkeit der c-Werte von den mittleren Durchmessern der Wolkenelemente, sondern auch von der Art des Spektrums. Danach scheinen schmale Spektren mit hohen c-Werten verbunden zu sein, d. h. nur bei breiten Spektren finden wir gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung.

Tabelle 4. *c-Werte in Abhängigkeit vom mittleren Tropfendurchmesser*

$\bar{d}$ [μ]	< 9	9—12	12—15	15—18	18—21	> 21
$\bar{c}$	0,63	0,55	0,24	0,17	0,19	0,25
Zahl der Fälle	72	94	73	44	28	22

Da schmale Spektren meist hohe, breite Spektren niedere Tropfenzahlen je Volumeneinheit aufweisen, könnte man vermuten, daß die Mehrfachstreuung durch sehr viele Tropfen von der Theorie nicht richtig erfaßt wird. Die Aufteilung nach der Tropfenanzahl (Tabelle 5) ergibt das Gegenteil, indem mit zunehmender Tropfenzahl die Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung besser wird.

Tabelle 5. *c-Werte in Abhängigkeit von der Zahl der Wolkentropfen (Unterteilung ungleichmäßig)*

Zahl der Tropfen [cm^{-3}]	≤ 50	51—100	101—150	151—200	201—300	301—400	> 400
$\bar{c}$	0,64	0,52	0,47	0,33	0,31	0,21	0,18
Zahl der Fälle	39	67	62	48	51	30	36

Da der Wassergehalt einer Wolke meistens mit breiter werdendem Spektrum wächst, haben wir in Tabelle 6 seinen Einfluß auf den c-Wert

Tabelle 6. *c-Werte in Abhängigkeit vom Wassergehalt der Wolke*

W [g/m^3]	$\leq 0{,}05$	0,06—0,10	0,11—0,20	0,21—0,30	0,31—0,40	0,41—0,50	$> 0{,}50$
$\bar{c}$	0,76	0,56	0,47	0,27	0,19	0,03	—0,18
Zahl der Fälle	68	60	75	39	37	23	31

untersucht. Mit größerem Wassergehalt wird der c-Wert kleiner, die Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Sicht besser. Eine Abhängigkeit von der Sichtweite selbst tritt dabei nicht auf, wie eine Unterteilung in Sichtweitestufen (Tabelle 7) beweist.

Tabelle 7. *c-Werte in Abhängigkeit von der geschätzten Sichtweite*

V_g [m]	≤ 20	21—40	41—60	61—80	81—100	> 100
$\bar{c}$	0,50	0,46	0,35	0,41	0,42	0,29
Zahl der Fälle	12	101	73	84	16	37

Wir haben weiter versucht, Beziehungen zwischen den c-Werten und den Wettererscheinungen zu finden. In bezug auf Niederschlagsmenge, Windgeschwindigkeit oder Temperatur ergab sich kein eindeutiger Zusammenhang. Auch konnte kein Zusammenhang zwischen dem Erdbodenzustand (ob Schneedecke oder nicht) und dem c-Wert gefunden werden, obwohl eine solche Abhängigkeit von der Albedo nach KASTENS und MÖLLER [*1*] vermutet werden konnte.

Nur die Wolkenart scheint von Einfluß zu sein. RITTBERGER [*17*] unterscheidet zwischen Schichtwolken, Quellwolken und Hochnebel. Bei Schichtwolken finden wir keinen Zusammenhang mit den c-Werten. Dagegen sind Quellwolken in ihrer labilen Schichtung mit großen c-Werten, Hochnebel mit meist stabiler Schichtung ohne wesentliche dynamische Vorgänge mit kleinen c-Werten verbunden. Bei den Quellwolken handelt es sich dabei meist um Schönwettercumuli mit niedrigem Wassergehalt, bei den Hochnebelfällen finden wir meistens hohen Wassergehalt. Es

handelt sich hier also lediglich wieder um eine Verknüpfung zwischen Wassergehalt und Wolkenart, wie sie auch DIEM [2] angibt.

Da in manchen Fällen die Höhe der Unter- bzw. Obergrenze der Wolken bestimmbar war, konnte auch die Frage einer Abhängigkeit der Sicht von der Lage der Meßstelle in der Wolke geklärt werden. Es ergab sich, daß der c-Wert unabhängig vom Ort innerhalb der Wolke war. Im allgemeinen hat RITTBERGER nur dann gemessen, wenn sich sein Beobachtungsort hinreichend weit von den Wolkengrenzen entfernt befand, so daß Randeffekte vermieden werden konnten.

Somit bleibt als einziges Ergebnis die Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Sichtweiten in fast allen Fällen mit hohem Wassergehalt. Obwohl dies gegen einen maßgeblichen Einfluß der Absorption spricht, haben wir den Absorptionskoeffizienten errechnet. In Gl. (1) setzt sich der Extinktionskoeffizient a aus dem Streuungskoeffizienten a_s und dem Absorptionskoeffizienten a_a zusammen [Gl. (4)].

$$a = a_a + a_s. \tag{4}$$

In Gl. (2) wird der Extinktionskoeffizient ohne Absorption, also der Streuungskoeffizient a_s allein berechnet; wir können daher den Absorptionskoeffizienten als Differenz bestimmen. Gleichzeitig ergibt sich aus der Kombination der Gl. (1), (3) und (4), daß

$$c = a_a \,/\, a_s$$

ist.

Die maximalen, mittleren und minimalen Werte der einzelnen a-Koeffizienten, aufgeteilt nach den Reihen A und B (Tabelle 8), ergeben,

Tabelle 8. *Extreme und Mittelwerte der a-Koeffizienten [km^{-1}]*

	a_a		a_s		a	
	A	B	A	B		
Max.	164	225	98	260	177	312
Mittel	61	31	42	46	102	76
Min.	0 (—16)	0 (—130)	11	2	41	16

daß die Absorptionskoeffizienten in derselben Größenordnung wie die Streuungskoeffizienten liegen. Dabei muß der Extremwert nicht aus demselben Spektrum sein, so daß die Summe von a_a und a_s nicht a ergibt. Bei der Reihe A sind die Mittelwerte von a_a sogar größer als von a_s; sie sind daher nicht zu vernachlässigen.

Die Einzelwerte der a-Koeffizienten zeigen analog zu den c-Werten keine Abhängigkeit von den einzelnen meteorologischen Elementen.

Um einen Anhalt über die größenmäßige Verteilung von a_a, a_s und a für andere Untersuchungen zu geben, zählten wir ihre Häufigkeiten (Tabelle 9) aus.

Tabelle 9. *Häufigkeitsverteilung % der einzelnen a-Koeffizienten [km^{-1}]*

.	< -10	$-10 \ldots -1$	0.. 49	50.. 99	100.. 149	150.. 199	200.. 249	250.. 299	> 300
a_a	9,6	3,6	60,7	19,5	3,6	2,1	0,9	—	—
a_s	—	—	65,7	27,0	4,8	1,5	0,6	0,3	—
a	—	—	30,3	48,6	12,9	5,7	9,6	0,3	1,5

Die negativen Werte des Absorptionskoeffizienten a_a ergeben sich für c-Werte kleiner als Null und sind vermutlich Recheneffekte ohne reale Bedeutung. In diesen Fällen trifft entweder die MIEsche Theorie nicht zu, oder die Sichtbeobachtung ist mit einem Fehler behaftet. Im allgemeinen muß in Wolken mit Streuungs- und Absorptionskoeffizienten bis 100 [km^{-1}] gerechnet werden. Die Gesamtextinktion ist etwas größer, wir können Werte bis 150 [km^{-1}] erwarten. Größere Werte sind selten und machen höchstens 8% der Fälle aus.

Insgesamt ergibt sich, daß in der Theorie der Sichtweite der Einfluß der Absorption zu berücksichtigen ist, daß somit die MIEschen Berechnungen für komplexe Brechungsexponenten durchzuführen wären; vermutlich ist nur auf diese Weise eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung zu erwarten.

Literatur

1. KASTEN, F., und F. MÖLLER: Theoretical Investigation of the Visibility under Special Atmospheric Conditions. Final Report U. S. Army Contract DA-91-508-EUC-380. Mainz (30. Okt. 1959).
2. MIDDLETON, W. E. K.: Vision through the Atmosphere. Toronto, 1952.
3. LÖHLE, F.: Sichtbeobachtungen vom meteorologischen Standpunkt. Berlin, 1941.
4. MIE, G.: Beiträge zur Optik trüber Medien. Ann. Phys. **25**, 377 (1908).
5. *National Bureau of Standards:* Tables of Scattering Functions for Spherical Particles. Appl. Math. Ser. No. 4 (1949).
6. CLARK, G. C., C. M. CHU und S. W. CHURCHILL: Angular Distribution Coefficients for Radiation Scattered by a Spherical Particle. J. Opt. Soc. Amer. **47**, 81 (1957).
7. GOLDBERG, B.: New Computation of the MIE Scattering Functions for Spherical Particles. J. Opt. Soc. Amer. **43**, 1221 (1953).
8. PANGONIS, W. J., W. HELLER und A. JACOBSEN: Tables of Light-Scattering Functions for Spherical Particles. Detroit, 1957.
9. GUMPRECHT, R. O., und C. M. SLIEPCEVICH: Tables of Light-Scattering Functions for Spherical Particles. Michigan, 1951.
10. CHU, C. M., G. C. CLARK und S. W. CHURCHILL: Tables of Angular Distribution Coefficients for Light-Scattering by Spheres. Michigan, 1957.
11. BOLL, R. H., R. O. GUMPRECHT und C. M. SLIEPCEVICH: Theoretical Light-Scattering Coefficients for Relative Refractive Indexes less than Unity and for Totally Reflecting Spheres. J. Opt. Soc. Amer. **44**, 18 (1954).
12. BARY, E. DE: Lichtstreuung an dielektrischen Kugeln vom Brechungsexponenten $n = 4/3$. Optik **9**, 319 (1952).

13. Paranjpe, G. R., Y. G. Naik und P. B. Vaidya: Scattering of Light by Large Water Drops. Proc. Indian Acad. Sci. IX A, 333 (1939).
14. van de Hulst, H. C.: Light-Scattering by Small Particles. New York, 1957.
15. Diem, M.: Messungen der Größe von Wolkenelementen. Ann. Hydr. **70**, 142 (1942).
16. Diem, M.: Messungen der Größe von Wolkenelementen II. Met. Rdsch. **1**, 261 (1948).
17. Rittberger, W.: Zur Struktur der Wolken. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 333 (1959).
18. Koschmieder, H.: Theorie der horizontalen Sichtweite. Beitr. Phys. freien Atmosphäre **12**, 33 (1926).
19. aufm Kampe, H. J.: Sichtweite und Wassergehalt in Wolken. Deutsche Luftfahrtforsch. Untersuch. Mitt. Nr. 3541.
20. Dietze, G.: Einführung in die Optik der Atmosphäre. Leipzig, 1957.

Buchbesprechungen

Atmospheric Diffusion and Air Pollution. Herausgegeben von F. N. Frenkiel und P. A. Sheppard. (Advances in Geophysics: Vol. 6.) Mit zahlreichen Textabb., XVII, 471 S. New York-London: Academic Press. 1959. $ 12,00.

Abweichend von den bisher erschienenen Bänden dieser wertvollen Schriftenreihe ist die neue Folge einem einzigen, aber sowohl für die Meteorologie, für andere Zweige der Geophysik und für verwandte Wissenschaften wie auch für Zwecke der Praxis und der Anwendung der Wissenschaft im besonderen bei der Planung von Industrieanlagen, Atomkraftanlagen und bei der Stadtplanung sehr aktuellen und bedeutungsvollen Problemkreis gewidmet. Es werden hier 40 Vorträge wiedergegeben, die auf einem im August 1958 in Oxford veranstalteten Symposion über Probleme der turbulenten Diffusion und der Luftverunreinigungen gehalten worden sind. Im Vordergrund des Interesses standen Untersuchungen über die Verbreitung der Verunreinigungen und Beimengungen in der Luft und über die Erforschung der Grundlagen für derartige Untersuchungen. Dabei wurde das Hauptgewicht auf die Diskussion über noch nicht ganz geklärte Probleme gelegt, was das Interesse an dieser Veröffentlichung besonders steigert.

In einleitenden Vorträgen werden als Grundlagen die Quellen industrieller Luftverunreinigungen und des Stadtdunstes sowie ihre in der Atmosphäre erfolgenden Umwandlungen und Reaktionen, meteorologische Gesichtspunkte der Verbreitung und Ablagerung von natürlichen und künstlichen radioaktiven Luftbeimengungen und Theorien der turbulenten Diffusion beschrieben.

Fünf weitere Vorträge bringen neue Ergebnisse von Turbulenzbeobachtungen in bodennahen Luftschichten bis einige hundert Meter über dem Boden und daraus abgeleitete Erkenntnisse über Gesetzmäßigkeiten der Turbulenzspektren, der Abhängigkeit der Grenzschichtturbulenz von verschiedenen meteorologischen Parametern und der Struktur der Turbulenz in Bodennähe. Die folgende Reihe von neun Vorträgen über die Theorie der turbulenten Diffusion wird von Sir G. Taylor mit einer Übersicht über den derzeitigen Stand dieser Theorien eingeleitet, in der auch ein Abriß der geschichtlichen Entwicklung gegeben wird. Es werden ferner eine Theorie der turbulenten Dispersion aus der Annahme der Überlagerung einer Verbreiterung und einer Mäanderung einer fluktuierenden Rauchfahne und überdies Lösungen einiger spezieller theoretischer Probleme entwickelt. Zwei Vorträge beschäftigen sich mit der Diffusion schwerer Teilchen und ihrer Abhängigkeit von der Fallgeschwindigkeit und mit der turbulenten Ausbreitung von fallenden Teilchenkomplexen. Weitere Vorträge behandeln verschiedene Probleme der Messung und Berechnung des Wirbel-, Wärme- und Momentenflusses in der unteren

Atmosphäre und das dafür geeignete Instrumentarium, die Bestimmung des bodennahen Windprofils, die Häufigkeitsverteilung der vertikalen Diffusionskoeffizienten für Wasserdampf über einer Wiese, das für die Verteilung der künstlichen Radioaktivität wichtige Problem des Massentransportes durch die Tropopause, die Verwendung von durch kosmische Strahlung erzeugten Isotopen von Beryllium, Schwefel und Phosphor als Indikatoren für großräumige atmosphärische Zirkulationen, die Diffusion in einer geschichteten Flüssigkeit und den Einfluß der thermischen Schichtung auf die Diffusion in bodennahen Luftschichten. Elf Vorträge sind der Feststellung der speziellen Formen der Ausbreitung der Luftbeimengungen verschiedener Art von punktförmigen oder flächenförmigen Ursprungsquellen aus gewidmet.

Dankenswerterweise geben am Ende des Buches die Herausgeber eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse des Symposions. Darin betonen sie, daß es nicht so sehr auf unmittelbare Anwendungen auf Fragen der Kontrolle der Luftverunreinigungen angekommen ist, sondern auf eine Erweiterung der grundlegenden Erkenntnisse auf dem Gebiete der atmosphärischen Diffusion, die im Gedankenaustausch zwischen Forschern verschiedener Wissensgebiete erarbeitet werden sollte. Daß das, was hierbei erreicht worden ist, auch allgemein dem Fortschritt der einschlägigen wissenschaftlichen Arbeit dienen und der Auswertung in der praktischen Arbeit nutzbar gemacht werden kann, wird durch die Veröffentlichung der Vorträge bzw. von Auszügen davon sowie der anschließenden regen Diskussionen wesentlich gefördert. Im Schlußwort wird besonders auch auf die Unterschiede zwischen den Verhältnissen im Windkanal und in der freien Atmosphäre, sowie auch auf die Schwierigkeiten, die sich daraus für die Anwendung der Methoden der Flüssigkeitsdynamik auf die Atmosphäre ergeben, und auch auf andere Schwierigkeiten der Anwendung von Theorien der Turbulenz auf die freie Atmosphäre, wie z. B. in der Verwendung von zeitlichen oder räumlichen Mittelwerten, in der Verwendung von Korrelationsfunktionen, in der Beschreibung der Struktur der Turbulenz in Abhängigkeit von der Höhe und ihre Beziehung zu allgemein meteorologischen Bedingungen hingewiesen und die Notwendigkeit weiterer theoretischer und experimenteller Untersuchungen betont. Das Buch gibt nicht nur einen Überblick über den gegenwärtigen Stand der Forschung, sondern auch wichtige Anregungen für weitere Untersuchungen, weshalb ihm eine besondere Bedeutung zukommt.

F. Steinhauser, Wien.

Physics of Precipitation. Herausgegeben von H. Weickmann. (Geophysical Monograph, Nr. 5). Mit zahlreichen Textabb., XII, 435. S. Washington: American Geophysical Union. 1960. $ 12,50.

Forschungen auf dem Gebiete der Physik der Niederschläge stehen heute im Vordergrunde des Interesses. Es ist deshalb sehr zu begrüßen, daß die auf dem Symposion in Woods Hole im Juni 1959 gehaltenen Vorträge zugleich mit den anschließenden Diskussionen in dem neuen Band der von der American Geophysical Union herausgegebenen geophysikalischen Monographien nun allgemein zugänglich gemacht worden ist. Die Vortragsfolgen behandelten folgende Problemgruppen: Die Morphologie der Niederschlagswolken und Wolkensysteme, die Morphologie des Niederschlags und der Niederschlagsteilchen, grundlegende Niederschlagsprozesse, die Hagelbildung und die künstliche Niederschlagsbeeinflussung. Im Vorwort gibt der Herausgeber dankenswerterweise eine Zusammenfassung der hervor-

stechendsten Merkmale und Ergebnisse der Konferenz: Es wurden Erscheinungsformen von drei Größenordnungen in Betracht gezogen: mikrophysikalische, die die einzelnen Wolkenelemente betreffen, mesophysikalische, die die Vorgänge im Bereich von einzelnen Wolken bis zu Wolkensystemen umfassen und schließlich makrophysikalische von der Größenordnung synoptischer Betrachtungsweise.

Es wurden Beziehungen zwischen der Größenverteilung und Konzentration der Kerne und der Wolkentröpfchen und auch zwischen der Größenverteilung und Konzentration der Wolkentropfen und der Regentropfen dargelegt, aus Untersuchungen der Schneekristalle die Feinstruktur der Niederschlagsprozesse abgeleitet und aus mikrophysikalischen Untersuchungen der Hagelkörner ihre Entwicklungsgeschichte und ein Verständnis des Hagelmechanismus erschlossen.

Die Frage nach der Existenz von Sublimationskernen und der Wirksamkeit des AgJ wurde dahin geklärt, daß AgJ nicht nur als Gefrierkern bei Wassersättigung wirksam wird, sondern auch als Sublimationskern bei Temperaturen unter — 12° und bei 10 bis 15% Übersättigung in bezug auf Eis. Aus Untersuchungen von Mason wurde auch klar, warum hygroskopische Substanzen nicht als Gefrierkerne wirken können, sondern nur als Sublimationskerne. Auch andere Untersuchungsergebnisse über die Konzentration und Wirksamkeit der Gefrierkerne wurden vorgelegt, aus denen sich nicht nur ein besseres Verständnis der Kerne für die Niederschlagsbildung ergibt, sondern auch eine Beurteilung der Bedeutung der künstlichen Luftverunreinigungen für die Niederschlagsprozesse ermöglicht wird.

Zur Frage nach dem Einfuß des Aerosolspektrums auf die Wolkenstruktur und auf die Niederschlagsprozesse wurde gezeigt, daß eine enge Beziehung zwischen Aerosolspektrum und Tropfenspektrum besteht und daß nicht so sehr das Vorhandensein von Riesenkernen als vielmehr die Mikrostruktur der Wolken einen bedeutenden Faktor für das Wachstum der Tropfen und für die Niederschlagsbildung bei Warmregen darstellt. An Schnitten durch Hagelkörner und Graupeln wurde gezeigt, daß sowohl große Tropfen wie auch Schneekristalle Ausgangspunkte für das Wachstum dieser Gebilde sein können. Mehrere Vorträge wurden zum Problem des Wirkungsgrades natürlicher Niederschlagsprozesse gehalten. Zur Frage der Anlagerungsmöglichkeit von Schneekristallen an Eiskugeln wurde festgestellt, daß diese durch Bildung einer Wasserhaut über dem Eiskristall erleichtert wird, weshalb für den Wirkungsgrad dieses Vorganges Temperaturen nahe dem Gefrierpunkt sehr günstig sind und die Anlagerungsmöglichkeit von Schneekristallen innerhalb von Wasserwolken bei tiefen Temperaturen vergrößert wird, was auch durch die Beobachtung, daß die Struktur der größten Schneeflocken immer eine Mischung von Kristallen und gefrorenen oder ungefrorenen Tropfen darstellt, bestätigt wird. In Wasserwolken vorgrößert die Dampfdruckdifferenz die Vereinigungsmöglichkeit von Schneekristallen und Wolkentröpfchen.

Zum Problem der Hagelbildung wurde aus Radarbeobachtungen abgeleitet, daß dazu ein kräftiger Aufwind sehr bedeutungsvoll ist. Weg und Dauer von Hagelzügen wurden aus Beobachtungen von Versicherungsanstalten erschlossen. Auch über die Bedeutung des Jet Stream für die Hagelbildung wurde gesprochen. Einzelne Vorträge behandelten die Möglichkeiten einer physikalischen Interpretation der Häufigkeitsverteilung der Niederschläge, aus Erscheinungen des Regenbogens abgeleitete Folgerungen über

die Oszillation frei fallender Regentropfen und Beziehungen zwischen Niederschlag und luftelektrischen Erscheinungen.

Zur Frage der künstlichen Wetterbeeinflussung wurden Berichte über die bisherigen Ergebnisse der Schweizer Hagelbekämpfungsversuche, über ein Projekt der Bildung von Cumulonimbuswolken mit Hilfe einer durch große Ölfeuer erzeugten künstlichen Konvektion, über Ergebnisse der Impfung orographischer Cumuluswolken mit AgJ und der Wolkenimpfung in den amerikanischen Tropen, über die Notwendigkeit einer künstlichen Anregung der Wolkenbildung als Vorbedingung der Niederschlagsauslösung in Trockenperioden u. a. vorgetragen. In einem einleitenden großangelegten Vortrag sprach T. Bergeron über Probleme und Methoden der Niederschlagsuntersuchung.

Das sehr inhaltsreiche Buch enthält eine Fülle neuer Ergebnisse von Studien zur Physik der Niederschläge und Anregungen zu neuen Untersuchungen auf diesem sowohl für die Wissenschaft wie auch für die Praxis sehr bedeutungsvollen Forschungsgebiet. Es muß als sehr bedeutungsvolle Neuerscheinung auf dem Gebiet der Wolken- und Niederschlagsphysik bezeichnet werden, dem eine große Verbreitung zu wünschen wäre.

F. Steinhauser, Wien.

Introduction to Theoretical Meteorology. Von S. L. Hess. Mit zahlreichen Textabb., XIV, 362 S. New York: Holt, Rinehart and Winston. 1959. $ 8,50.

Es war das Bestreben des Verfassers, eine leichtverständliche Einführung in die theoretische Meteorologie ohne großen mathematischen Aufwand und auf der Grundlage der klassischen Physik zu schreiben, die dem Anfänger als Anleitung zum Studium dienen kann. Bei Durchsicht des Buches gewinnt man den Eindruck, daß es dem Autor gelungen ist, dieses Ziel tatsächlich zu erreichen und man kann mit Befriedigung feststellen, daß er es verstanden hat, in klaren und kurzen Ableitungen (praktisch nur mit Verwendung von Differential- und Integralrechnung) sowie mit einfachen und verständlichen Erläuterungen in die dargestellten Probleme und Ergebnisse der theoretischen Meteorologie auch moderne neue Entwicklungen sehr weitgehend einzubeziehen. Das Werk wird sich als Lehrbuch sehr gut bewähren und kann auch in mancher Hinsicht dem in der Praxis arbeitenden Meteorologen eine Vertiefung und Ergänzung seiner theoretischen Kenntnisse bringen.

Einer einführenden Übersicht über die physikalischen Grundgesetze und Grundlagen folgen Abschnitte über die Thermodynamik der Atmosphäre, und zwar über die Thermodynamik der trockenen Luft, des Wasserdampfes und der feuchten Luft, über verschiedene Diagrammpapiere, über das hydrostatische Gleichgewicht und über Stabilität und Konvektion. In drei weiteren Abschnitten werden die Grundlagen der Strahlungsphysik, die Sonnenstrahlung und die langwellige Strahlung und Auswirkungen der Strahlungsumsätze in der freien Atmosphäre behandelt. Einer Darstellung der Bewegungsgleichungen auf der rotierenden Erde folgen Abschnitte über horizontale Strömungen im Kräftegleichgewicht, über kinematische Verhältnisse, über den Einfluß von Druckänderungen, über Diskontinuitätsflächen und über die Zirkulations-, Vorticity- und Divergenztheoreme. Die Grundgleichungen werden auch unter Benutzung des Druckes an Stelle der Höhe als unabhängige Koordinate dargestellt.

Auch die Probleme der Viskosität und Turbulenz, der Energie und der Energieumformungen in der Atmosphäre, sowie die Grundlagen und Methoden der numerischen Wettervorhersage werden in einem für eine Einführung hinreichenden Umfang und in verständlicher Art erörtert. Den Abschluß bildet ein Übersichtsabschnitt über die allgemeine Zirkulation.

F. Steinhauser, Wien.

Turbulent Transfer in the Lower Atmosphere. Von C. H. B. Priestley. Mit 22 Textabb., VII, 130 S. Chicago: The University of Chicago Press. 1959. $ 3,75.

Das Werk, das in seinen Grundlagen auf vom Verfasser in Chicago gehaltene Seminarvorträge zurückgeht und dazu noch ergänzende Beiträge bringt, kann in gewisser Hinsicht als Fortführung der bekannten „Mikrometeorologie" von O. G. Sutton bis in die jüngste Zeit aufgefaßt werden. Schon deshalb muß ihm eine besondere Bedeutung zugesprochen werden. Es werden in dem Buch vor allem Probleme des *vertikalen* turbulenten Austausches betrachtet. Besonders wird auch gezeigt, daß durch direkte Messungen der Energie- und Momentenübertragung zwischen Erde und Atmosphäre ein neuer Einblick in den Mechanismus des Austausches und in die Gesetzmäßigkeiten der Übertragung und der Struktur der konvektiven Elemente gewonnen worden ist.

Im ersten Abschnitt werden die Grundprinzipien der Meßmethoden des Wirbelflusses entwickelt und die verschiedenen Beobachtungsergebnisse, besonders aber die über die Abhängigkeit der Austauschkoeffizienten für den Wärme-, Momenten-, und Wasserdampftransport von Windgeschwindigkeit, Stabilität und Höhe über dem Boden vergleichend und kritisch besprochen. Es wird dann aus der reichhaltigen Literatur über die Form der Windprofile und ihre Beziehung zur Scherkraft in der bodennahen Luftschicht eine sehr aufschlußreiche und klare Zusammenfassung der wichtigsten Grundgedanken und Untersuchungsergebnisse gegeben. Weitere Abschnitte behandeln eingehend die Wärmekonvektion im Zusammenhang mit den vertikalen Temperaturprofilen, Ableitungen aus Wärmeflußmessungen und überadiabatische Temperaturprofile sowie aus gleichzeitigen Registrierungen der Schwankungen von Temperatur und Windgeschwindigkeit abgeleitete Ergebnisse über das Turbulenzspektrum und die Struktur der freien Konvektion. Daran schließt sich eine Darstellung und Besprechung der Theorien der Auftriebsbewegungen und der Ergebnisse ihrer Anwendung.

Ferner werden neue Ergebnisse der Bestimmung von Verdunstung und Taufall aus der Betrachtung dieser Vorgänge als Probleme des turbulenten Austausches in der Atmosphäre und Versuche zur Berechnung der Energieübertragung vom Boden zur Luft oder umgekehrt und im Zusammenhang damit angestellte Analysen der Tagesgänge behandelt.

Das Buch enthält sehr viele Ergebnisse neuerer Untersuchungen aus dem komplizierten Gebiet der Turbulenz und ihrer Anwendungen, die in der vorliegenden kritischen Zusammenfassung einen sehr wichtigen und bedeutungsvollen Beitrag zur Erweiterung unserer Kenntnisse liefern und hier erstmalig eine übersichtliche Darstellung in Buchform erfahren haben. Ein sehr reichhaltiges Literaturverzeichnis gibt einen Überblick über die neueren Arbeiten.

F. Steinhauser, Wien.

Physique de l'atmosphère. Tome II: Phénomènes de réfraction. Von E. Vassy. Mit zahlreichen Textabb., 227 S. Paris: Gauthier-Villars. 1959. 32 NF.

Nachdem der Verfasser im ersten Teil seiner Physik der Atmosphäre die Erscheinungen der Strahlungsemission zur Darstellung gebracht hat (Besprechung s. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **10**, 433, 1958), ist der nun vorliegende zweite Teil den vielfältigen Problemen und Erscheinungsformen der Refraktion gewidmet. Damit wird nicht nur ein wissenschaftlich sehr interessantes Gebiet der Physik der Atmosphäre, sondern auch ein sowohl für Anwendungen in der Praxis wie für verschiedene wissenschaftliche Forschungsmethoden sehr bedeutungsvoller Komplex von Problemen und Forschungsergebnissen in ausführlicher Darstellungsweise, begründet auf physikalische Ableitungen und experimentelle Beobachtungsergebnisse, behandelt.

Im ersten Kapitel wird die Refraktion der Lichtwellen in der Erdatmosphäre in ihren verschiedenen Erscheinungsformen als astronomische Refraktion mit den daraus sich ergebenden Folgerungen auf die abnormale Sichtbarkeit und scheinbare Deformation von Himmelskörpern und unter Berücksichtigung der Dispersion, als terrestrische Refraktion mit Anwendung auf Geodäsie sowie auf Luftspiegelungen und scheinbare Verzerrungen der Bilder von Objekten und schließlich als Szintillation infolge von Inhomogenitäten der Atmosphäre und ihrer zeitlichen Variationen beschrieben. Das zweite Kapitel beschäftigt sich mit den optischen Erscheinungen, die durch Refraktion und Reflexion beim Durchgang der Lichtstrahlen durch Wassertropfen oder durch Eiskristalle entstehen.

Im dritten Kapitel wird die normale Ausbreitung von Radiowellen und die Auswirkung der Refraktion darauf sowohl in theoretischen Ableitungen dargestellt wie auch durch experimentelle Beobachtungsdaten belegt und die Auswirkung der Änderung des Refraktionsindex mit der Höhe in der unteren Atmosphärenschicht in Abhängigkeit von vertikalen Temperatur- und Feuchtigkeitsgradienten sowie unter dem Einfluß von Diskontinuitäten dieser Größen gezeigt. Ferner werden Korrelationen zwischen dem Refraktionsindex und der Ausbreitung von m- und cm-Wellen abgeleitet und Anwendungen auf Probleme der Wellenausbreitung sowie Erscheinungen der Szintillation radioelektrischer Wellen besprochen.

Das vierte Kapitel ist der Refraktion radioelektrischer Wellen in der Ionosphäre gewidmet und behandelt theoretisch die Ausbreitung in einem durchlässigen und homogenen ionisierten Medium und in einem ungleichförmig ionisierten Medium, die Wirkung von Atom- und Molekülstößen sowie die Wirkung des erdmagnetischen Feldes auf Elektronen und die Wellenausbreitung. Anwendungen der Erscheinungen der Refraktion auf die Erforschung der Ionosphäre und auf den Funkverkehr.

Schließlich werden im fünften Kapitel die mit den Problemen der Refraktion und der Ausbreitung der Schallwellen zusammenhängenden Erscheinungen theoretisch untersucht, zu Beobachtungen der Schallwellen dienende Instrumente beschrieben und Beobachtungsergebnisse sowie daraus abgeleitete Erkenntnisse über die Höhenabhängigkeit der Temperatur und des Windes mitgeteilt.

Damit haben in dem vorliegenden Buch die Probleme der Refraktion aller möglichen Arten von Wellen in der Atmosphäre eine wirklich umfassende Darstellung gefunden. Die Behandlung der verschiedenartigen Refraktions-

erscheinungen und der damit zusammenhängenden Erscheinungen in einem Buch bietet interessante Vergleichs- und Unterscheidungsmöglichkeiten und muß als glückliche Idee gewertet werden. F. Steinhauser, Wien.

The Theory of Homogeneous Turbulence. Von G. K. Batchelor. (Student's Edition.) Mit 29 Textabb., VIII, 197 S. Cambridge: University Press. 1959. 18s. 6d.

Daß dieses ausgesprochen theoretische Werk in kurzer Zeit bereits in drei Neudrucken erscheinen konnte, spricht dafür, daß es einem wirklichen Bedürfnis entspricht. Gegenüber der 1. Ausgabe (vgl. Besprechung Met. Geoph. Biokl. A 9, 301, 1956) hat sich inhaltlich nichts geändert. In der Ausstattung unterscheidet sich die neue Ausgabe dadurch, daß das Buch in flexiblem Karton gebunden ist. Eine Preisermäßigung um 25% wird der weiteren Verbreitung dieses Buches sehr förderlich sein. Der Vorgang, nach Aufbrauch der 1. Auflage Neudrucke in einfacherer Ausstattung zu herabgesetzten Preisen herzustellen, wäre allgemein zur Nachahmung sehr zu empfehlen.
F. Steinhauser, Wien.

G. I. Taylor, Scientific Papers. Herausgegeben von G. K. Batchelor. Vol. 2: Meteorology, Oceanography and Turbulent Flow. Mit zahlreichen Textabb., X, 515 S. Cambridge: University Press. 1960. 75s. net.

Der heutigen Generation von Forschern auf dem Gebiete unserer Wissenschaft, die nicht nur in theoretischer Hinsicht, sondern auch für Zwecke der Anwendung wissenschaftlicher Erkenntnisse auf Probleme der Praxis viel mit derzeit sehr aktuellen Fragen der Turbulenz und Diffusion zu tun haben, wird es sehr willkommen sein, daß nun die Arbeiten eines Pioniers auf diesem Wissensgebiet in einer Ausgabe gesammelter wissenschaftlicher Schriften leicht zugänglich gemacht worden sind. Zum Teil handelt es sich dabei um Arbeiten, die sonst nicht leicht greifbar sind, oder auch um Erstdrucke von Arbeiten, die aus der Kriegszeit stammen. Der Band umfaßt 45 Arbeiten Taylors, von denen 26 ursprünglich in den Proceedings oder Transactions of the Royal Society erschienen sind.

Man findet in dem Buch unter anderem die klassischen Arbeiten über Turbulenz vom Beginn der Forschungstätigkeit des Autors auf diesem Gebiet bis zu den Arbeiten über die statistische Theorie der Turbulenz, über das Spektrum der Turbulenz und über Auswirkungen der Turbulenz in der Atmosphäre und im Ozean. Auch Arbeiten, die andere meteorologische Probleme betreffen, sind hier wiedergegeben, wie z. B. über die Bildung von Nebel, über Wellen und Gezeiten in der Atmosphäre, sowie über die Resonanztheorie der halbtägigen Schwingungen der Atmosphäre. In dem Sammelband sind auch die Arbeiten des Autors aus dem Gebiete der Ozeanographie aufgenommen, die neben Problemen der Turbulenz im Meer Gezeiten und Gezeitenreibung sowie interne Wellen betreffen. F. Steinhauser, Wien.

Physics of the Earth's Interior. Von B. Gutenberg. (International Geophysics Series Vol. 1.) Mit 55 Textabb., X, 240 S. New York und London: Academic Press. 1959. $ 8,50.

Im Vorwort betont der Verfasser, daß die Hypothesen und Ansichten über das Erdinnere ständig im Fluß sind, daß sich vielfach frühere Auffassungen in neuerer Zeit geradezu in ihr Gegenteil verwandelt haben und daß es noch viele ungelöste Probleme gibt. Es ist deshalb besonders interessant, in dem

vorliegenden Werk eine kritische Übersicht über den neuesten Stand der Kenntnisse vom Aufbau des Erdinneren von einem Autor vorgelegt zu bekommen, der selbst bahnbrechend auf diesem Wissensgebiet gearbeitet hat und daher besonders berufen ist, sich mit der historischen Entwicklung und mit den neueren Ansichten in diesem speziellen Zweig der Geophysik auseinanderzusetzen, was die Lektüre des Werkes außerordentlich anregend gestaltet.

Einleitend werden nach einer Erörterung der Grundprobleme und der Schwierigkeiten und Unsicherheiten der Untersuchungen des Erdinneren unter Anführung verschiedener früher angenommener Werte die heutigen Grunddaten für das Erdellipsoid und für die Schwerewerte im Meeresniveau sowie astronomische Daten der Erde angegeben. Nach einer historischen Übersicht über die Entwicklung der Ansichten über die Struktur der Erde wird die neueste Schichteneinteilung unter Hinweis auf die Ursachen der Diskontinuitäten im Erdkörper wiedergegeben.

Der nächste Abschnitt behandelt eingehend die Struktur der Erdkruste, das ist der Schicht bis zur Mohorovičić-Diskontinuität, auf Grund von Beobachtungen an Erdbebenwellen und an künstlichen Explosionswellen und von Folgerungen, die aus Beobachtungen von Kanalwellen und Microseismen, aus der Dispersion und Extinktion von Oberflächenwellen und aus Schwereanomalien gezogen werden. Objekte besonderer Untersuchungen in der Erdkruste bilden die Wurzel der Gebirge, das Grenzgebiet und die Erdbebengürtel des Pazifischen Beckens, die Übergangsgebiete von der ozeanischen zur kontinentalen Kruste und Störungen der Isostasie durch Belastungsänderungen.

Der Mantel der Erde wird in vier Schichten unterteilt mit Übergangszonen in 200, 950 und 2700 km Tiefe, von denen nach Ansicht des Autors keine scharf im Sinne einer wirklichen Diskontinuität ausgebildet ist. Besonders eingehend ist das Problem der sogenannten 20°-Diskontinuität und der Schicht des Geschwindigkeitsminimums der Bebenwellen in 100 bis 250 km Tiefe diskutiert. In dem Abschnitt über den Erdkern werden ausführlich die verschiedenen beobachteten Wellenarten mit ihren Laufzeitkurven und Bestimmungsmethoden, die Beobachtungsergebnisse über die Übergangszone vom äußeren zum inneren Kern in Tiefen von 4700 bis 5200 km mit einer raschen Zunahme der Wellengeschwindigkeit und Dispersion der Longitudinalwellen beim Übergang vom flüssigen äußeren zum festen inneren Kern, die verschiedenen Ansichten über die Zusammensetzung des Erdkernes und die Möglichkeiten von Annahmen über die Bedeutung von Vorgängen im Erdinnern für das erdmagnetische Feld dargestellt.

Im zweiten Teil des Buches werden nach den neuesten Ergebnissen der Forschung und im Vergleich zu früheren Angaben die Temperaturänderungen mit der Tiefe, die Wärmeübertragung durch Wärmeleitung und durch Strahlung in den verschiedenen Schichten, der Wärmefluß durch die Erdoberfläche, die Wärmeproduktion durch radioaktiven Zerfall, die Änderung der Temperatur im Laufe der Zeit, die Abhängigkeit von Dichte, Druck, Schwerkraft und Abplattung der Äquipotentialflächen von der Tiefe nach verschiedenen Annahmen, die elastischen Konstanten, die Nutation, die Pol- und Breitenschwankungen, die Gezeiten der festen Erde und die freien Schwingungen, nichtelastische Prozesse, die Schwächung elastischer Wellen, Fließvorgänge und postglaziale Hebungen, Konvektionsströme in der Erde und Blockbewegungen, säkulare Verlagerungen der Rotationspole und der magnetischen Pole besprochen.

Das Buch, das sich auch als Lehrbuch für Studierende bestens eignet, stellt einen sehr interessanten und verheißungsvollen Start der neuen geophysikalischen Schriftenreihe des Verlages dar. F. Steinhauser, Wien.

Physik des Erdinneren. Von H. Haalck. 2., stark erweiterte Auflage. Mit 110 Textabb. und 32 Tab., VIII, 310 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1959. Geb. DM 29,—.

Seiner im Jahre 1954 erschienenen ersten, kurzgefaßten Darstellung der Physik des Erdinneren hat nun der Verfasser eine wesentlich erweiterte, zweite Auflage folgen lassen. In der neuen Bearbeitung hat der Umfang des Werkes um etwa zwei Drittel zugenommen und die Zahl der Abbildungen ist vervierfacht worden. Dadurch konnten nun nicht nur neuere Ergebnisse mitverarbeitet werden, sondern auch Arbeitsgebiete, die für die Erforschung des physikalischen Zustandes des Erdinneren von ausschlaggebender Bedeutung sind, wie z. B. die Seismik und die Schwerkraftforschung, in einer entsprechenden Ausführlichkeit gebracht werden. Die Erweiterungen betreffen fast alle Abschnitte.

Die Gliederung des Buches ist beibehalten worden: Einer Erläuterung der für das Verhalten der Materie im Erdinneren wichtigsten Grundbegriffe folgen Abschnitte über Gestalt und Größe der Erde, über die Trägheitsmomente der Erde und die Schwankungen der Erdachse, über die Gezeiten der festen Erde, über Polhöhen- und Rotationsschwankungen der Erde, über die Ergebnisse der Seismik, über die Dichteverteilung im Erdinneren, über die Abhängigkeit der Schwerkraft, des Druckes und der elastischen und viskosen Eigenschaften von der Tiefe, über den Wärmehaushalt der Erde, über die stoffliche Zusammensetzung der Erde, über die Konstitution der Erdkruste, über die tektonisch-geologische Entwicklung der Erdkruste und über den Magnetismus des Erdkörpers. Ein neu angeschlossener Abschnitt über Arbeitsmethoden der angewandten Geophysik erscheint eigentlich überflüssig und hätte wegbleiben können, da man Ausführungen darüber in einem Buch über die Physik des Erdinneren nicht suchen wird. Einige Abbildungen, wie z. B. die auf die Epoche 1920 bezogenen Karten des erdmagnetischen Feldes hätten durch neuere Darstellungen ersetzt werden können. Im allgemeinen findet man aber in dem Buch einen guten Überblick über den neuen Stand unserer Kenntnisse von dem physikalischen Zustand des Erdinneren. Die neue Bearbeitung hat das Werk wesentlich bereichert.

F. Steinhauser, Wien.

Alfred Wegener. Von Else Wegener. Mit 28 Tafelbildern und 4 Karten, 262 S. Wiesbaden: F. A. Brockhaus. 1960. DM 16,50.

In dem Buch wird von der Witwe des Forschers alles zusammengetragen, was über das Leben und die wissenschaftliche Entwicklung des bekannten Meteorologen und Geophysikers Alfred Wegener und über sein Werk Aufschluß gibt. Wir lernen daraus nicht nur den Menschen und Forscher in seinem Wesen und in seiner Arbeit kennen und schätzen, sondern es wird damit auch der Geschichte der meteorologischen und geophysikalischen Wissenschaft sowie der arktischen Forschungsreisen gedient. Dabei spricht in vielem Alfred Wegener selbst aus Tagebüchern, Aufzeichnungen und Briefen. Wir erfahren, wie Wegener überhaupt zur Meteorologie gekommen ist, wir hören von seinen Leistungen und Erlebnissen auf den ersten wissenschaftlichen Ballonfahrten und wir erleben die Beschwernisse und Erfolge seiner

Grönlandexpeditionen, der Danmarkexpedition 1906 bis 1908, der Koch-Wegener-Expedition 1912 bis 1913 und der großen deutschen Grönland-Expedition 1930, Pionierleistungen der Polarforschung aus Zeiten, wo die technischen Hilfsmittel noch sehr bescheiden und die persönlichen Leistungen und Entbehrungen überaus groß waren. Wir hören von aerologischen Aufstiegen und von der Entstehung der Theorie der Kontinentalverschiebung, sowie von Wegeners sonstigen Forschungen und wissenschaftlichen Publikationen.

Man muß dem Verlag dankbar sein, daß er es in dem ausgezeichnet ausgestatteten Werk ermöglicht hat, nicht nur einem großen und einzigartigen Forscherleben ein würdiges Denkmal zu setzen, sondern damit auch ein gut Stück Geschichte einer heute sehr aktuellen wissenschaftlichen Disziplin lebendig werden zu lassen und schließlich auch außerordentlich eindrucksvolle und einmalige Naturerlebnisse dem Leser zu übermitteln. Es wäre zu wünschen, daß dieses Buch eine große Leserschaft besonders auch aus Kreisen der jüngeren Meteorologen und Geophysiker, darüber hinaus aber auch bei allen an Naturforschung und Naturerlebnissen Interessierten finden möge.

F. Steinhauser, Wien.

Über die Luftdruck-, Temperatur- und Windschwankungen in der Stratosphäre. Von R. Scherhag. (Akademie der Wissenschaften und der Literatur in Mainz, Abhandlungen der mathematisch-naturwissenschaftlichen Klasse, Jg. 1959, Nr. 15.) Mit 59 Textabb,, 95 S. Wiesbaden: Kommission Franz Steiner Verlag GmBH. 1960. DM 10,40.

Die vom Autor zum ersten Male 1952 bei hochreichenden Berliner Radiosondenaufstiegen entdeckte und hernach mehrmals in verschiedenen Teilen der Erde wieder beobachtete starke Erwärmung der hohen Luftschichten stellt eine interessante und neuartige stratosphärische Erscheinung dar. Die im internationalen geophysikalischen Jahr gesammelten aerologischen Beobachtungsdaten geben die Möglichkeit zu einer weltweiten Untersuchung derartiger Erwärmungsvorgänge. Nach einer Übersicht über die bisher beobachteten Stratosphärenerwärmungen wird die stratosphärische Wetterentwicklung im Hochwinter 1958, in welchem Zeitabschnitt solche Erwärmungen vorgekommen sind, auf Grund von Radiosondenaufstiegen, die bis in das Niveau von 10 mb reichen, in der vorliegenden Schrift eingehend untersucht.

Die erste vor allem auf die Höhenschicht von 20 bis 30 km konzentrierte Erwärmung setzte am 20. Januar 1958 über dem südlichen Europa ein, nachdem sich ein kräftiges Polar-Höhentief bis zur Nordsee verlagert hatte. Seine stratosphärische Erwärmung breitete sich über Mitteleuropa aus und erreichte über der Nordsee mit einem Temperaturanstieg um 40° vom 20. bis 25. Januar im 25 mb-Niveau ihr größtes Ausmaß. Von dem bisherigen stabilen Stratosphärentief über Grönland spaltete sich ein Teiltief über Sibirien ab und in Begleitung dieser Entwicklung entstanden im Niveau der Ozonosphäre zwei markante Wärmezentren im europäischen und im nordpazifischen Sektor und zwei Kältezentren im sibirischen und im nordamerikanischen Sektor, die sich entgegen der allgemeinen Westströmung in Richtung von Osten gegen Westen den Pol umkreisend in Bewegung setzten. Anfangs Februar kam dabei das sibirische Kältezentrum über Mitteleuropa und anschließend daran vom 8. bis 10. Februar bei gleichzeitig größten Windgeschwindigkeiten (127 m/sec in 30 km Höhe) das zweite Wärmezentrum.

Damit war es zum ersten Male möglich, die Entwicklung und den Ablauf der hochstratosphärischen Wärme- und Kältewellen in der ganzen Nordhemisphäre zu verfolgen. Aus dem Fortschreiten der Wärmewellen gegen die allgemeine Strömung folgt, daß sie nicht mit Warmluftadvektion verbunden war, sondern sich von oben nach unten hin durchgesetzt haben muß. Im Zusammenhang mit der Vermutung einer solaren Ursache wird darauf hingewiesen, daß zwar in der vorangegangenen Zeit keine nennenswerten Sonneneruptionen stattgefunden haben, daß aber in dieser Zeit die Grenzfrequenz für die sporadische E-Schicht den hohen Wert von 9 MHz erreichte und gleichzeitig auch die solare Radiostrahlung und die Bahnverzögerung des Satelliten Sputnik III zwei Tage vor dem stratosphärischen Erwärmungsmaximum ebenfalls sehr auffallende Maxima aufwiesen.

Während im allgemeinen die stratosphärischen Erwärmungen nur im Winterhalbjahr beobachtet wurden, konnte im Juli 1958 in Mitteleuropa auch eine sommerliche Erwärmung erfaßt werden, die allerdings mit einer Erwärmung von nur ungefähr 6° wesentlich schwächer war, als die winterlichen Wärmewellen. Ihr ist eine der stärksten Sonneneruptionen unmittelbar vorausgegangen und sie war auch wieder von einer Abbremsung des Sputnik III begleitet. Die Wärmewelle hat in 12 bis 14 Tagen in westlicher Richtung die ganze Nordhemisphäre umkreist. Eine ähnliche Periodizität von 13 Tagen wurde im Jahre 1959 vier Monate lang auch in den stratosphärischen Windschwankungen festgestellt.

Mit der vorliegenden Arbeit ist es dem Verfasser gelungen, einen instruktiven Einblick in die Entwicklung des neuartigen Phänomens der hochstratosphärischen Wärmewellen zu gewinnen und ihren Zusammenhang mit den in Höhenwetterkarten der Nordhemisphäre zur Darstellung kommenden Druckgebilden und ihren Änderungen aufzuzeigen.

F. Steinhauser, Wien.

The UNESCO/WMO Seminar on Mediterranean Synoptic Meteorology. Rom 24. November bis 13. Dezember 1958. Herausgegeben von W. Bleeker. (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band IX, Heft 1.) Mit zahlreichen Textabb., 226 S. Berlin: Verlag von Dietrich Reimer. 1960. DM 15,—.

Sowohl die Idee zur Abhaltung eines derartigen Seminars über ein spezielles Problem der synoptischen Meteorologie als auch die Publikation der Ergebnisse und gehaltenen Vorträge muß wärmstens begrüßt werden. Die Publikation enthält vier Abschnitte, von denen der erste die Organisation des Seminars behandelt, die beiden mittleren Abschnitte die Vorträge wiedergeben und der letzte der Beschreibung der Wetterlage während des Seminars gewidmet ist. Es wurden praktische Übungen abgehalten, an denen Vertreter fast aller Nationen des Mittelmeerraumes teilnahmen. Die Gesamtleitung lag in den Händen von W. Bleeker, die praktischen Übungen wurden von R. Scherhag geleitet. Besonderes Augenmerk wurde der Frontenanalyse geschenkt. Es wurde dabei besonders zwischen solchen Fronten unterschieden, die von „außen her" in den Mittelmeerraum eindringen und jenen, die daselbst entstehen. Etwas befremdend mutet es an, daß — mit Ausnahme eines Vortrages von R. C. Sutcliffe — dynamische Prozesse und der Einfluß der Orographie auf die Zyklogenese keine Beachtung fanden. Andererseits wurde aber in den Diskussionen mehrmals auf die große Be-

deutung der „Cut off lows" für zyklonale Wetterlagen im Mittelmeerraum hingewiesen. Nun dürfte aber gerade die Entstehung solcher „Höhentiefs" überwiegend dynamisch erklärbar sein, wobei auch der orographische Einfluß der Alpen von großer Bedeutung erscheint. Die Wetterlage zur Zeit des Seminars (2. bis 4. Dezember 1958) gibt ein geradezu klassisches Beispiel für einen orographisch beeinflußten „Cut off-Prozeß". Auch manche Gedankengänge, die in dem Vortrag von W. Bleeker über Fronten und Jet-Stream ausgesprochen wurden, dürften nicht von allen Meteorologen widerspruchslos hingenommen werden. Es ist schwer verständlich, daß die dynamischen Theorien kritisiert werden, obwohl doch gerade der Subtropenjet rein thermisch kaum erklärt werden kann. Es wäre jedenfalls wünschenswert, daß bei einem zukünftigen Seminar zumindest jeder Standpunkt zu Wort kommt, um den Teilnehmern ein klares Bild über den gegenwärtigen Stand der Forschung zu vermitteln.

Die Publikation hat die bekannt gediegene Ausstattung aller Abhandlungen des Meteorologischen Institutes der Freien Universität Berlin; vor allem die Wiedergabe der Wetterkarten ist vorbildlich.

H. Reuter, Wien.

Die Höhenwinde über dem tropischen und südlichen Atlantischen Ozean. Von E. Kuhlbrodt. (Wissenschaftliche Ergebnisse der deutschen atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor" 1925 bis 1927, Band XVI, 1. Teil, 3. Lieferung, Abschnitt C.) Mit 40 Textabb. und 11 Tafeln, 86 S. Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1960. Brosch. DM 32,50.

In der vorliegenden neuen Lieferung des großen „Meteor"-Werkes werden nun die Ergebnisse der wissenschaftlichen Verarbeitung der in den vorhergehenden Lieferungen veröffentlichten Höhenwindbeobachtungsdaten zur quantitativen Charakterisierung der Hauptluftströmungen und ihrer Hauptmerkmale mitgeteilt und besprochen. Der Bearbeitung liegen über 7000 Höhenwindmessungen der „Meteor"-Expedition vorwiegend aus dem Gebiet der Tropen zwischen 20° N und 20° S zugrunde, die durch zahlreiche weitere von der Deutschen Seewarte bis 1939 gesammelte Beobachtungsdaten ergänzt wurden. In Diagrammen und Tabellen werden für verschiedene Jahreszeiten die Richtung der vorherrschenden Bodenwinde, ihre Stärkeverteilung und die Verlagerung der intertropischen Konvergenzzone im Laufe des Jahres, die prozentuelle Häufigkeitsverteilung der Höhenwinde und die jahreszeitliche Verschiebung der Grenze zwischen unteren östlichen und oberen westlichen Winden oder umgekehrt an afrikanischen Küstenstationen, die jahreszeitlichen Änderungen der Höhenabhängigkeit der Strömungskomponenten in den mit besonders zahlreichen Beobachtungen belegten Gebieten von Bathurst Hafen und Fernando Noronha, die vertikale Schichtung nach der Beständigkeit der Strömungen bis in Tropopausenhöhe, Strömungskarten für verschiedene Höhen des tropischen Atlantik für Sommer- und Winterhalbjahr, Bilder vom Aufbau der tropischen Hauptluftströmungen in meridionalen Querschnitten, Topographien der oberen Grenzfläche des Urpassats in verschiedenen Jahreszeiten, die vertikale Geschwindigkeitsverteilung in meridionalen Querschnitten bis 14 km Höhe und die vertikale Schichtung der meridionalen Strömungskomponenten gezeigt. Die zugehörigen textlichen Erläuterungen geben ein sehr gutes Bild von den Luftströmungen in der Troposphäre über dem tropischen Atlantik. Die Veröffentlichung muß daher als sehr wertvolle

Bereicherung unserer Kenntnisse über die bisher noch immer zu wenig bekannten Strömungsverhältnisse der freien Atmosphäre in den Tropen angesehen werden. F. Steinhauser, Wien.

Tägliche Höhenkarten der 50 mbar-Fläche für das Internationale Geophysikalische Jahr 1958. Von K. Behr, I. Jacobs, K. Petzoldt, R. Scherhag und G. Warnecke. Teil I: 1. Vierteljahr. Mit 90 Karten, 2 S. Teil II: 2. Vierteljahr. Mit 91 Karten, 2 S. (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band XII, Heft 1 und 2.) Berlin: Verlag von Dietrich Reimer. 1960. Je Heft DM 7,50.

Tägliche Höhenkarten der 25 mbar-Fläche für das Internationale Geophysikalische Jahr 1958. Von K. Behr, I. Jacobs, K. Petzoldt, R. Scherhag und G. Warnecke. Teil II: 2. Vierteljahr. Mit 91 Karten, 1 S. (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band X, Heft 2.) Berlin: Verlag von Dietrich Reimer. 1960. DM 7,50.

Tägliche Höhenkarten der 10 mbar-Fläche für das Internationale Geophysikalische Jahr 1958. Von K. Behr, R. Scherhag und G. Warnecke. Teil I: 1. Vierteljahr. Mit 90 Karten, 8 S. Teil II: 2. Vierteljahr. Mit 91 Karten, 3 S. (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band XIII, Heft 1 und 2.) Berlin: Verlag von Dietrich Reimer. 1960. Je Heft DM 7,50.

In dankenswerter Weise läßt nun das Meteorologische Institut der Freien Universität Berlin der Veröffentlichung der täglichen 25 mbar-Karten des Geophysikalischen Jahres (vgl. Besprechung im Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 541, 1960) auch tägliche Karten der Nordhemisphäre für das 50- und für das 10 mbar-Niveau folgen. Damit erwirbt sich dieses Institut unzweifelhaft große Verdienste um die Erforschung der Stratosphäre, aber auch um die rasche Auswertung und Bearbeitung des reichhaltigen Beobachtungsmaterials des Internationalen Geophysikalischen Jahres. Naturgemäß sind in den Karten der 10 mbar-Fläche nur mehr wesentlich weniger Stationswerte eingetragen als in den Karten der tieferen Niveaus. Es kommt aber gerade diesen Karten um so mehr Bedeutung zu, als wir hier die erste vollständige Kartenserie aus dieser großen Höhenlage vor uns haben. Ihre Bedeutung wird auch dadurch gesteigert, daß die in neuerer Zeit entdeckten Wärmewellen der Stratosphäre gerade in den höheren Schichten sich am deutlichsten zeigen und am stärksten ausgebildet sind. In den einführenden Texten wird daher von R. Scherhag diesen Vorgängen auch besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Zur großen hochstratosphärischen Wärmewelle von Ende Januar 1958 werden ergänzend auch Ergebnisse von Wind- und Temperaturbeobachtungen mittels Raketen über Fort Churchill mitgeteilt, die zeigen, daß der Hauptsitz der Erwärmung in ungefähr 45 km Höhe lag und dort die Erwärmung der Wärmewelle der darunter liegenden Schicht vorauseilte.

Die einzelnen Karten sind sehr deutlich gezeichnet und wiedergegeben, so daß für jede Stationseintragung die Temperatur- und Windangaben ohne Schwierigkeit abgelesen werden können. Zur sicheren Zuordnung dieser Werte wäre es vielleicht zweckmäßig, jedem Heft auch eine Karte der ver-

wendeten Stationen beizugeben. Mit den neuen Lieferungen ist nun die Reihe der täglichen Karten der drei Stratosphärenniveaus für das erste Halbjahr 1958 bereits vervollständigt. F. Steinhauser, Wien.

Physikalisch-technische Grundlagen der meteorologischen Anwendung von Radar nach Erfahrungen mit der Wetterradaranlage des Instituts für Mikrowellen in der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V., Mülheim (Ruhr). Von H. Borchardt. (DVL-Bericht 109.) Mit 59 Textabb. und 5 Radar-Bildserien, 139 S. Köln und Opladen: Westdeutscher Verlag. 1960. DM 39,90.

Die vorliegende Veröffentlichung berichtet über die bei einem zweijährigen Betrieb mit einer Eigenentwicklung einer Wetterradaranlage im Institut für Mikrowellen der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt gewonnenen praktischen Erfahrungen technischer und meteorologischer Art. Im besonderen werden auch die für den mit Radaranlagen arbeitenden Meteorologen wichtigen physikalischen und technischen Grundlagen und Eigenarten, eines Wetterradars sowie auch die Grenzen und die Leistungsfähigkeit der Radarmeteorologie in ihrer Anwendung im synoptischen Wetterdienst eingehend behandelt und diskutiert. Es sei hervorgehoben, daß die Darstellung sehr klar und übersichtlich ist, so daß daraus ein guter Einblick in die physikalischen Grundlagen der Wirkungsweise des Wetterradars und in die diese beeinflussenden Faktoren gewonnen wird, der auch die Leistungsfähigkeit und Deutungsmöglichkeiten der Radarbilder sowie die dabei möglichen Fehler und Verfälschungen erkennen läßt, was insbesondere auch an Beispielen, die den Einfluß der Dämpfung durch Niederschlagszellen oder in breiten Niederschlagsgebieten zeigen, ersichtlich gemacht wird.

Im zweiten Teil wird über Erfahrungen bei der meteorologischen Anwendung des Wetterradars berichtet. Dabei ist ein Vorschlag für eine Symbolik zur Charakterisierung der Elemente der beobachteten Echos bei Karteneintragungen (Echodichte, Verlagerung, Ausdehnungstendenz, Echostruktur, Intensität, Echotendenz und Vertikalhöhe) beachtenswert. Besonderer Wert wird auf die Aufzeigung von Fehlerquellen bei der Beurteilung und Deutung der Radarbilder gelegt, was diese Publikation für den praktisch arbeitenden Radarmeteorologen und Synoptiker besonders wertvoll macht. Sehr nützlich sind die aus der Praxis gewonnenen Erfahrungen und Anweisungen zur Auswertung der Radarbilder für Niederschlagsvorhersagen, und zwar zu Vorhersagen über Intensität und Dauer der Niederschläge, über die dabei auftretenden Windstärken und über die Möglichkeit der Erkennung von Gewittern sowie über die Unterscheidung von Regen und Schneefall im Radarbild. Für den Synoptiker bedeutet das Wetterradar nicht nur ein Hilfsmittel für kurzfristige Niederschlagsprognosen, sondern auch ein Hilfsmittel zum Studium und zur Erklärung kleinräumiger Vorgänge im Wettergeschehen, wodurch die Mesometeorologie zum eigentlichen Wirkungsfeld der Radarmeteorologie geworden ist. Dazu gehören die Erkennung der Aktivität von Fronten und ihrer Veränderungen im engeren Bereich, die Erfassung kleiner Konvergenzen im Entwicklungsstadium, die Beurteilung von Tendenzen zu Umlagerungen aus der Häufigkeit und Intensität von Luftmassengewittern und Schauern im Radarbild und die Möglichkeit einer objektiven Prüfung der eigenen Prognosen. Anschließend werden mehrere Wetterlagen auf Grund von photographisch oder kinematographisch registrierten Aufnahmeserien der Radaranlage von Mülheim beschrieben, wobei im Vergleich mit Boden-

beobachtungen die Leistungsfähigkeit der Radarbeobachtungen und ihrer Deutungen gezeigt und die Auswertungsmethode der Radaraufnahmen erläutert wird. F. Steinhauser, Wien.

Die Sichtweite im Nebel und die Möglichkeiten ihrer künstlichen Beeinflussung. Von H. Israël und F. Kasten. (Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen, Nr. 640.) Mit 20 Textabb., 76. S., Köln und Opladen: Westdeutscher Verlag. 1959. DM 19,20.

Die Arbeit beschäftigt sich mit einem Problem der angewandten Meteorologie, dem für Belange der Praxis große Bedeutung zukommt. Es handelt sich dabei um die Möglichkeiten, durch künstliche Beeinflussung Nebel aufzulösen oder zumindest die Sichtweite im Nebel zu verbessern. Es wird eine umfassende Übersicht über die verschiedenen bisher versuchten Verfahren zur Nebelbeeinflussung gegeben, wobei auch jeweils der Wirkungsgrad sowie der erforderliche technische oder finanzielle Aufwand im Hinblick auf die Anwendbarkeit in der Praxis bespochen werden. Die erwähnten Verfahren sind folgende: Die Erhöhung der Verdampfung der Nebeltropfen durch Temperaturerhöhung über den Taupunkt oder durch Einbringen von Teilchen mit infolge ihrer besonderen chemischen Beschaffenheit, ihres Kristallisationszustandes oder einer niedrigeren Temperatur kleinerem Dampfdruck als Nebeltropfen, eine mechanische Beseitigung der Nebeltropfen durch eine durch Erhöhung der Turbulenz, durch Anwendung einer Beschallung oder durch elektrische Neutralisierung des Nebels bewirkte innere Koagulation und Vergrößerung der Nebeltropfen, eine Vergrößerung der Nebeltropfen durch Einbringung von oberflächenaktiven Stoffen, die die Wasserdampfkondensation an den Tröpfchen und damit ihr Wachstum fördern, und durch Einspritzen von großen Tropfen, die beim Niederfallen kleinere Nebeltropfen einfangen.

Nach einer Berechnung des Wirkungsgrades von den Nebel frei durchfallenden großen Wassertropfen und der Nebelauflösung durch natürlichen Regen wird über Laboratoriumsversuche zur Sichtbesserung im Nebel durch Impfung mit Wassertropfen und durch Impfung mit pulverisierten oberflächenaktiven Stoffen und über Impfversuche im Freien eingehend berichtet. Es konnten damit wohl Erfolge erzielt werden, die aber für eine praktische Anwendung im großen noch zu gering erscheinen. Die Versuche, die bereits zur weiteren Klarlegung verschiedener in Betracht kommender Vorgänge geführt haben, sollen daher fortgesetzt werden.

F. Steinhauser, Wien.

Typisierung mitteleuropäischer Witterungsumschläge. Von G. Grünewald. (Abhandlungen des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der DDR, Nr. 51.) Mit 24 Textabb., 72 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1959. DM 23,—.

Zur Untersuchung der mitteleuropäischen Witterungsumschläge wurden im allgemeinen die Fälle herangezogen, bei denen an 7 in den deutschen meteorologischen Jahrbüchern in extenso veröffentlichten Stationen auf eine niederschlagsfreie Zeit von mindestens 3 Tagen eine Niederschlagsperiode von 3 oder mehr Tagen oder umgekehrt folgte und sich dabei die Temperatur um mindestens 5° und die Bewölkung um mindestens 5 Zehntel änderte. Danach wur-

den 5 Typen mit Wetterverschlechterung und 6 Typen mit Wetterbesserung festgestellt. An Hand von typischen Bodenwetterkarten und Karten der 500 mb-Fläche werden für die einzelnen Typen der Wetterverschlechterung und der Wetterbesserung die Bedingungen und der charakteristische Ablauf der Wetteränderung besprochen. Typen der Wetterverschlechterung sind folgende: 1. Wetterverschlechterung aus West mit Umstellung einer Meridionalzirkulation auf eine Zonalzirkulation (dazu 3 Varianten), 2. Verschlechterung aus Nordwest, ausgelöst durch ostwärts wandernde Teilkerne des Islandtiefs, 3. Verschlechterung aus Nordwest mit Westwärtsverdrängung eines mitteleuropäischen Hochkerns oder Hochausläufers, 4. Verschlechterung aus Südost bis Ost mit stationärem Hoch über Skandinavien, 5. Verschlechterung aus Nordost bei einem Hoch über Skandinavien. Wetterbesserung tritt in Mitteleuropa ein: 1. durch einen Hochvorstoß aus dem Azorenraum, 2. durch eine Hochzelle aus Nordwest, 3. durch Ausbildung einer meridionalen Hochdruckbrücke, 4. durch vom Atlantik nach Europa eingewanderte Hochdruckzellen, 5. durch westliche Ausbreitung eines osteuropäischen Hochs bei Tiefdruck über dem Ostatlantik und 6. durch Ausbildung einer zonalen Hochdruckbrücke von einem ostatlantischen zu einer osteuropäischen Hochzelle. Es sei erwähnt, daß dem Referenten die in den Abbildungen 7 und 8 wiedergegebenen Kartenbeispiele für die betreffenden Typen der Wetterverschlechterung nicht sehr charakteristisch erscheinen.

Im 2. Teil werden Ergebnisse einer statistischen Untersuchung der in einem 20jährigen Zeitabschnitt festgestellten 387 Wetterverschlechterungen und 362 Wetterbesserungen mitgeteilt. Diese betreffen die Häufigkeit der einzelnen Typen, ihre jahreszeitliche Verteilung, die Länge der Andauer der Folgewitterung und die Häufigkeit der Folgetypen. Ferner wurde auch die Größe der mittleren Temperaturänderung der einzelnen Witterungsumschlagstypen untersucht. Diese Veröffentlichung wird nicht nur den Synoptiker interessieren, sondern sie liefert auch einen Beitrag zur dynamischen Klimatologie.

F. Steinhauser, Wien.

Die Schwankungen des subtropischen Hochdruckgürtels als Indikator langanhaltender Trockenzeiten in Mitteleuropa, insbesondere langanhaltender Sommertrockenheit in Deutschland. Von J. Clauss. (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band V, Heft 2.) Mit 116 Seiten und zahlreichen Abb. Berlin: Verlag von Dietrich Reimer. 1957. DM 10,—.

Die Untersuchung der Ursachen langanhaltender abnormaler Witterungsperioden ist einerseits vom Gesichtspunkt der dynamischen oder synoptischen Klimatologie interessant und kann auch andererseits den Synoptikern und der langfristigen Witterungsvorhersage wertvolle Hinweise geben. Deshalb verdient auch die vorliegende Studie über die Ursachen langanhaltender Sommertrockenheit in Deutschland im Zusammenhang mit Besonderheiten der allgemeinen Zirkulation und im besonderen mit Schwankungen des subtropischen Hochdruckgürtels Beachtung. Es finden sich darin auch Ergebnisse über Grundlagen der allgemeinen Zirkulation, wie die Darstellung der aus 40jährigen Beobachtungen abgeleiteten normalen Lage des natürlichen Hochdruckgürtels auf der Nordhalbkugel in den einzelnen Monaten und der meridionalen Druckprofile im gesamten Breitenkreismittel sowie in der atlantisch-eurasischen und in der pazifischen Halbhemisphäre

und schließlich die Verteilung der Druckanomalien und des mittleren Luftdruckes im nordatlantisch-europäischem Raum für je vier Gruppen extrem trockener und extrem nasser Sommermonate. Es wird dabei gezeigt, daß sich der Hochdruckgürtel im Laufe des Jahres nicht als Ganzes verschiebt, sondern wellenartigen Deformationen unterliegt und auch in mehrere geschlossene Gebilde übergehen kann. Aus der Besprechung mehrerer markanter Fälle trockener Sommer wird ersichtlich, in welcher Weise diese durch anomales Verhalten der allgemeinen Zirkulation verursacht werden.

F. Steinhauser, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38.
Druck: Adolf Holzhausens Nfg., Wien VII, Kandlg. 19-21

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

radaranlage des Instituts für Mikrowellen in der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V., Mülheim (Ruhr) (DVL-Bericht 109). (F. Steinhauser). — Israël, H., und F. Kasten, Die Sichtweite im Nebel und die Möglichkeiten ihrer künstlichen Beeinflussung (Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen, Nr. 640) (F. Steinhauser). — Grünewald, G., Typisierung mitteleuropäischer Witterungsumschläge (Abhandlungen des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der DDR, Nr. 51) (F. Steinhauser). — Clauss, J., Die Schwankungen des subtropischen Hochdruckgürtels als Indikator langanhaltender Trockenzeiten in Mitteleuropa, insbesondere langanhaltender Sommertrockenheit in Deutschland (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band V, Heft 2) (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400 bis 500 Seiten vereinigt.

Das Archiv veröffentlicht wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich weisen kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hin.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können weitere Separata zu einem angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10% der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. W. Mörikofer
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. F. Steinhauser
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien XIX, Hohe Warte 38, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5
Telephon 63 96 14 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien

Der Verlag

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Serie B. **Allgemeine und biologische Klimatologie**

Herausgegeben von

Dozent Dr. **W. Mörikofer** und Prof. Dr. **F. Steinhauser**

Physikalisch-Meteorologisches Observatorium, Davos

Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien

Zuletzt erschien:

Band 10, Heft 3. (Abgeschlossen im Juli 1960.) Mit 40 Textabbildungen. 154 Seiten. 1960. S 294.—, DM 49.—, sfr. 50.20, $ 11.65

Inhalt: **Ambach, W.** Investigations of the Heat Balance in the Area of Ablation on the Greenland Ice Cap. Preliminary Communication. — **Dammann, W.** Beziehungen zwischen der Raum- und Zeitfunktion im Klima Westdeutschlands, ein Beitrag zum Problem der Klimaschwankungen. — **Schüepp, W.** La conversion du rayonnement sphérique en rayonnement global. — **Aslyng, H. C.** and **B. F. Nielsen.** The Radiation Balance at Copenhagen. — **Aslyng, H. C.** Evaporation and Radiation Heat Balance at the Soil Surface. — **Jaffé, A.** Über Strahlungseigenschaften des Gletschereises. — **Lange, G.** Die Calina — der Staubdunst des spanischen Sommers. — **Sneyers, R.** Un type de distribution discrète tronquée. — **Levert, C.** Meteorologische und statistische Betrachtungen über die interdiurne Veränderlichkeit. — **Baur, F.** Bemerkungen zu W. Dammann, „Untersuchung über Schwankungen der Winterniederschläge in Deutschland". — Buchbesprechungen.

Acta Physica Austriaca

Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften

Herausgegeben von

Fritz Regler, Wien, und **Hans Thirring,** Wien

Schriftleitung: **Paul Urban,** Graz

Zuletzt erschien:

Band 13, Heft 4. (Schlußheft.) (Ausgegeben im September 1960.) Mit 23 Abbildungen. 160 Seiten. 1960. S 240.—, DM 40.—, sfr. 41.—, $ 9.50

Inhalt: **Adler, H.** Zur Wirkung von Röntgen- und α-Bestrahlung auf verfärbtes Steinsalz. — **Krzywoblocki, M. Z. v.** On the General Form of the Special Theory of Relativity. — **Whittenbury, C. G.** and **M. Z. v. Krzywoblocki.** On Certain Fundamental Concepts of Classical and Quantum Kinetic Theory of Gases. — **Baumann, K.** and **A. Höld.** On the Renormalization of Beta Coupling. — **Sexl, R.** Über die Aufspaltung der Energieeigenwerte in einem Kristall und die Berechnung der Bindungsenergie. — **Hanke, Ingrid.** Der Einfluß von Fehlstellen auf den chemischen Abbau von nachleuchtendem Kalzit. — **Urban, P.** Bremsstrahlung in 2. Bornscher Näherung. — **Urban, P.** Prof. C. J. Bakker †. — Buchbesprechungen.